

SÉRIE A, N° 1091

N° D'ORDRE :

1935

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Georges FOURNIER

1^{re} THÈSE. — SUR L'ABSORPTION DES RAYONS β PAR LA MATIÈRE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Avril 1927** devant la Commission d'examen

13 MAI 1927

M^{me} CURIE..... *Président.*

MM. J. PERRIN..... } *Examineurs.*
DEBIERNE..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1927

SÉRIE A, N° 1091

N° D'ORDRE :

1935

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Georges FOURNIER

1^{re} THÈSE. — SUR L'ABSORPTION DES RAYONS β PAR LA MATIÈRE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Avril 1927** devant la Commission d'examen

13 MAI 1927

M^{me} CURIE..... *Président.*

MM. J. PERRIN..... } *Examineurs.*
DEBIERNE..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1927

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen..... CH. MAURAIN, *Professeur*, Physique du globe.

Doyens honoraires.. P. APPELL, M. MOLLIARD.

Profess. honoraires.. { P. PUISEUX.
V. BOUSSINESQ.
A. JOANNIS.
H. LE CHATELIER.
H. LEBESGUE.
A. FERNBACH.
A. LEDUC.
G. SAGNAC.



	E. PICARD.....	Analyse supér. et algèbre supérieure.
	G. KOENIGS.....	Mécanique physique et expérimentale.
	E. GOURSAT.....	Calcul différentiel et calcul intégral.
	P. JANET.....	Electrotechnique générale.
	F. WALLERANT...	Minéralogie.
	H. ANDOYER.....	Astronomie.
	P. PAINLEVÉ.....	Mécanique anal. et mécanique céleste.
	E. HAUG	Géologie.
	GABRIEL BERTRAND	Chimie biologique.
	M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale et radioactivité.
	M. CAULLERY.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés)
	C. CHABRIÉ.....	Chimie appliquée.
	G. URBAIN.....	Chimie minérale.
	ÉMILE BOREL	Calcul des probabilités et phys. mathém.
	L. MARCHIS.....	Aviation.
	JEAN PERRIN.....	Chimie physique.
	RÉMY PERRIER.....	Zoologie (Enseignement P. C. N.).
	H. ABRAHAM.....	Physique.
	M. MOLLIARD	Physiologie végétale.
	E. CARTAN	Géométrie supérieure.
	L. LAPICQUE.....	Physiologie générale.
	E. VESSIOT.....	Théorie des groupes et calc. des variat.
	A. COTTON.....	Physique générale.
	J. DRACH	Application de l'analyse à la géométrie.
	CHARLES FABRY.....	Physique.
	CHARLES PÉREZ.....	Zoologie.
	LÉON BERTRAND.....	Géologie appliquée et géolog. régionale.
	R. LESPIEAU	Théories chimiques.
	E. RABAUD.....	Biologie expérimentale.
	P. PORTIER.....	Physiologie comparée.
	E. BLAISE.....	Chimie organique.
	P.-A. DANGEARD..	Botanique.
	P. MONTEL.....	Mécanique rationnelle.
	P. WINTREBERT..	Anatomie et histologie comparées.
	O. DUBOSCQ	Biologie maritime.
	G. JULIA	Mathématiques générales.
	A. JOB.....	Chimie générale.
	A. MAILHE.....	Etude des combustibles.
	L. LUTAUD.....	Géographie physique.
	EUGÈNE BLOCH.....	Physique théorique et phys. céleste.

Professeurs

Secrétaire..... DANIEL TOMBECK.

A MES PARENTS

A MES ENFANTS



Digitized by the Internet Archive
in 2026

SUR L'ABSORPTION DES RAYONS β PAR LA MATIÈRE

Par GEORGES FOURNIER

Je me propose d'exposer ici un ensemble de recherches sur l'absorption de différents rayonnements β par des substances variées. Ce travail a été entrepris au Laboratoire Curie, où, grâce à l'activité de Mme Cotelte et de Mlle Irène Curie, j'ai pu avoir en mains une forte préparation de radium (D + E), source extrêmement commode de rayons β .

Mme Curie et Mme Cotelte ont ultérieurement mené à bien la délicate préparation de l'uranium X, qui m'a permis de poursuivre utilement mes recherches.

Je voudrais les remercier ici, avec M. Debierne, M. Holweck, M. Ragot, tous mes camarades de laboratoire, tous ceux qui m'ont aidé, conseillé, entouré de leur amitié.

Je voudrais surtout remercier Mme Marie Curie, qui m'a naguère accueilli dans son laboratoire avec tant de bienveillance, qui a facilité, dirigé et encouragé mon travail. Je la prie de bien vouloir trouver ici l'expression de mon affectueuse reconnaissance et de mon entier dévouement.

CHAPITRE PREMIER

Introduction.

« Les rayons β sont capables de traverser toute matière,
« mais en la traversant ils éprouvent une absorption qui
« dépend de l'épaisseur et de la nature de l'écran absorbant.

« La particule β étant considérée comme un électron, on
« peut se demander comment cette particule se comporte en
« traversant la matière composée d'atomes, lesquels sont
« considérés eux-mêmes comme des assemblages de parti-
« cules chargées dont certaines sont des électrons. On peut
« imaginer qu'une particule β pourra pénétrer dans un
« atome et s'y trouver arrêtée, ce serait là une véritable
« absorption ; ou bien elle sera déviée de son trajet primitif
« par l'action des forces de nature électromagnétique exer-
« cées sur elle par un atome qu'elle traverse ou à côté
« duquel elle passe ; elle pourra aussi traverser l'atome sans
« absorption et sans déviation appréciable ; en traversant un
« atome ou en passant dans son voisinage immédiat, elle
« pourra déterminer dans l'atome une perturbation qui aura
« pour effet de détacher un électron de l'atome ; il y aura en
« ce cas formation d'ions, et si un électron est émis avec une
« grande vitesse, il constituera un rayon β secondaire. *On*
« *voit que le passage des rayons β au travers de la matière*
« *se présente comme un phénomène dont la nature est à*
« *priori très compliquée.* L'expérience a montré que ce phé-
« nomène n'est effectivement pas simple et que tous les effets
« prévus précédemment sont de nature à pouvoir se pro-
« duire. »

Nous ne pouvions mieux faire, pour situer le problème de l'absorption des rayons β par la matière, et en montrer toute la complexité, que de citer, comme nous venons de le faire, le *Traité de Radioactivité* de Mme P. Curie.

Dans ce premier chapitre d'introduction, nous allons, d'une part, rappeler quelques notions fondamentales et donner quelques définitions ; parallèlement, d'autre part, nous indiquerons les travaux antérieurs relatifs à la question de l'absorption des rayons β .

§ 1^{er}. Loi d'absorption des rayons β . — Les mesures d'absorption des rayons β peuvent être faites soit en évaluant, à l'aide d'un appareil détecteur convenable, l'ionisation produite par les rayons restants, soit en comptant individuellement ces rayons par un dispositif approprié, soit en mesurant la charge qu'ils transportent.

Le procédé le plus couramment employé est celui de la chambre d'ionisation. On considère en ce cas que le courant d'ionisation obtenu dans la chambre mesure l'énergie abandonnée par le rayonnement qui y pénètre. Ce procédé a permis à la plupart des auteurs, dans d'assez larges limites de dispositif expérimental, de mettre en évidence une absorption exponentielle des rayons β . C'est là un résultat très simple, eu égard à la complexité du phénomène. D'après cette loi exponentielle, si I_0 est l'intensité d'un faisceau de rayons β et x l'épaisseur de l'écran que l'on interpose sur son trajet, l'intensité du faisceau à la sortie de l'écran n'est plus que

$I = I_0 e^{-\mu x}$ où μ est, par définition, le *coefficient d'absorption*, qui, pour des rayons β déterminés, dépend de la nature de l'écran absorbant. Les premières expériences à ce point de vue ont été faites par Rutherford (1) à l'aide des rayons β de l'uranium.

Dans quelles conditions les rayons β obéissent-ils à la loi d'absorption exponentielle ? Non seulement les rayons β pro-

venant de différentes substances radioactives sont constitués par des électrons animés de vitesses différentes, mais les rayons β d'un radioélément déterminé sont eux-mêmes répartis en un véritable « spectre de vitesses ». Les expériences photographiques de Becquerel (2) en 1900 sont déjà probantes à ce sujet.

Ceci dit, on peut se demander si ce sont les rayons *isocinétiques* ou au contraire des groupes de rayons β ayant des vitesses réparties d'une certaine façon entre certaines limites, qui sont absorbés exponentiellement.

Les expériences de W. Wilson (16) (31) de 1909 à 1912, de Hahn et Meitner (19) en 1909, de Crowther (23) en 1910, montrent nettement que les rayons β isocinétiques ne sont pas absorbés exponentiellement. D'après W. Wilson (16), ils seraient absorbés suivant une loi linéaire de la forme $I = k(a - x)$ où x est l'épaisseur de l'écran, k un coefficient constant et a un coefficient qui varie avec la vitesse des rayons β . Cette variation est représentée par une courbe expérimentale qui permet une intégration graphique pour un faisceau de rayons β ayant des vitesses réparties entre certaines limites. Le résultat de cette intégration fournit, d'après l'auteur, une loi d'absorption exponentielle.

Pour J. A. Crowther (23), c'est le « groupe » de rayons β émis par un radioélément défini qui est absorbé exponentiellement. Le radioélément réaliserait ainsi naturellement la distribution de vitesses nécessaire pour que l'on obtienne une absorption globale exponentielle.

W. Wilson (31), en 1912, a émis l'opinion que des rayons β isocinétiques, après avoir traversé une certaine épaisseur de matière, sont devenus suffisamment hétérogènes pour être absorbés exponentiellement. Il attribue par là-même une grande importance au *ralentissement* des électrons à leur passage au travers de la matière, ralentissement qu'il avait d'ailleurs étudié auparavant (25), en 1910. Ce ralentissement avait été envisagé précédemment par Schmidt (5) en 1902,

qui lui attribuait peu d'importance. Hahn et Meitner (19) en 1909, Crowther (23) en 1910, ont confirmé Schmidt sur ce point.

Malgré les résultats de N. Campbell (15) en 1909, relatifs à l'absorption des rayons β dans les liquides et ceux de Kovarik et Mc Keehan (34) (35) en 1914, obtenus par la méthode de numération, il semble bien établi que, *dans de très larges limites de dispositif expérimental, l'absorption des rayons β dont les vitesses sont réparties entre certaines limites — en particulier l'absorption des « groupes » de rayons β émis par les radioéléments — suit une loi exponentielle.*

Le fait que l'on obtient expérimentalement une absorption exponentielle ne prouve pas absolument qu'il n'y a pas de ralentissement des rayons β à leur passage au travers de la matière. Ce ralentissement devrait se traduire par le fait que le coefficient d'absorption change avec l'épaisseur d'écran traversée, mais il est possible qu'une compensation intervienne du fait que le pouvoir ionisant des rayons β augmente quand leur vitesse diminue. Le coefficient d'absorption, évalué à l'aide d'une chambre d'ionisation, semblerait alors indépendant de l'épaisseur traversée, ce qui correspond à l'existence d'une loi d'absorption exponentielle.

Le ralentissement a d'ailleurs été étudié au laboratoire Curie, dans une tout autre voie, par Jean Danysz, puis par M. J. d'Espine (46) en 1926, qui semblent l'avoir mis en évidence, ce que nos expériences ne nous permettent pas de faire.

Certains auteurs, en particulier J. A. Gray (29) et Douglas (42), ont obtenu des résultats qui semblent plutôt mettre en évidence l'existence d'un *parcours* des rayons β , révélé par une chute brusque de l'ionisation lorsque l'épaisseur d'écran traversée atteint une certaine valeur. D'après ces mêmes auteurs, ce parcours serait inversement proportionnel au coefficient massique d'absorption (40). Il faut remarquer que,

jusqu'à la chute brusque observée par ces auteurs, l'absorption suit une loi exponentielle.

§ 2. Le coefficient massique d'absorption. — Les premiers résultats concernant l'absorption des rayons β ont montré que le coefficient d'absorption μ variait avec la nature de l'absorbant. Strutt (4) a observé en 1900, que le quotient de μ par la densité ρ de l'absorbant varie peu d'un absorbant à l'autre. Il y a par conséquent intérêt à envisager, conformément à une notion introduite par Lenard dans l'étude des rayons cathodiques, le quotient du coefficient d'absorption μ par la densité ρ de l'absorbant. C'est ce quotient qui intervient dans la loi d'absorption exponentielle, si l'on évalue la quantité de matière traversée non plus en épaisseur x mais en masse superficielle $\frac{m}{s}$. On a en effet $x = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{m}{s}$ d'où :

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \frac{m}{s}}$$

On a donné au quotient $\frac{\mu}{\rho}$ le nom de *coefficient massique d'absorption*. C'est lui que nous continuerons à envisager au cours du présent travail. Son emploi présente l'avantage d'éliminer l'incertitude sur la densité des matières solides utilisées comme écrans absorbants.

Comme l'avait remarqué Strutt, le coefficient massique varie peu d'un absorbant à l'autre (On verra que, dans nos expériences sur les rayons β du radium E, ce coefficient varie de 16,9 pour l'aluminium à 22,1 pour l'étain). Rutherford (1) a remarqué que $\frac{\mu}{\rho}$ croît généralement avec le poids atomique, Seitz (6) en 1904, en utilisant la détection du rayonnement par la charge, a confirmé ce résultat.

Godlewski (7) a indiqué en 1905 les valeurs numériques du quotient $\frac{\mu}{\rho}$ pour différents rayonnements absorbés dans

différentes substances. Mc Clelland et Hackett (8) en 1906, ont montré nettement que $\frac{\mu}{\rho}$ n'est pas constant. Nous verrons plus loin quelle loi nous avons pu établir en ce qui concerne la variation du coefficient massique d'absorption avec la nature de l'absorbant et nous comparerons les résultats numériques de différents auteurs avec ceux que nous avons pu obtenir.

On a l'habitude de tracer graphiquement la courbe d'absorption d'un rayonnement dans une substance déterminée en portant en abscisses les masses superficielles des écrans traversés, et en ordonnées les logarithmes vulgaires des intensités correspondantes du faisceau. Dans ces conditions, la loi d'absorption exponentielle se traduit par une ligne droite dont la pente représente, au facteur $\log e$ près, le coefficient massique d'absorption et permet de le mesurer.

§ 3. Phénomène de dispersion. — L'absorption, telle que nous venons de la définir par des mesures de courants d'ionisation est influencée par le phénomène de dispersion. L'expérience montre qu'un faisceau de rayons β primitivement canalisé ne présente plus, après avoir traversé une certaine quantité de matière, de direction privilégiée. D'anciennes photographies dues à Becquerel (3) datant de 1901, mettent cette dispersion en évidence. Il semble pourtant que ce phénomène ne trouble que le début des courbes d'absorption et n'empêche pas la détermination des coefficients d'absorption.

En effet, considérons un groupe de rayons β canalisé dans une direction D de façon à pénétrer entièrement dans l'appareil détecteur de rayonnement. Si l'on interpose sur le trajet du faisceau un écran très mince, le faisceau sera dispersé autour de la direction D suivant une loi de probabilité et aussi absorbé dans l'écran : la diminution d'intensité constatée dans l'appareil détecteur de rayonnement est due non

seulement à l'absorption, mais encore au fait que le faisceau dispersé n'entre plus en totalité dans cet appareil.

Si nous augmentons progressivement l'épaisseur de l'écran, il arrivera un moment où la direction D cessera d'être pour le rayonnement émergent, une direction privilégiée. Autrement dit, les électrons β auront subi à l'intérieur de l'écran tant de déviations que ceux qui parviennent à traverser l'écran sortiront dans des directions absolument quelconques. A ce moment le faisceau émergent sera uniformément réparti dans l'espace, *la dispersion sera complète*.

Si l'on augmente l'épaisseur de matière traversée, la portion du rayonnement émergent qui pénètre dans l'appareil détecteur restera constante (définie par les positions et dimensions respectives de la source canalisée et de l'appareil détecteur), et les diminutions ultérieures de l'intensité seront dues uniquement au phénomène d'absorption proprement dit.

Cette manière de voir est conforme à celle de J. A. Crowther (11) en 1908. Cet auteur a montré en effet que la chute initiale que présentent fréquemment les courbes d'absorption est due à la dispersion, l'absorption pure se manifestant seulement dans la portion rectiligne des courbes, lorsque la dispersion complète a été atteinte. La dispersion ainsi envisagée est considérée par Crowther comme un phénomène exponentiel permettant la détermination d'un coefficient massique de dispersion $\frac{\sigma}{\rho}$ analogue au coefficient massique d'absorption $\frac{\mu}{\rho}$. Les résultats de Crowther ont été confirmés en 1909 par ceux de Madsen (18).

La plupart des auteurs, H. Starke en particulier, attribue une grande importance à la dispersion (33) (1913).

Dans le but de compenser la perte de rayonnement par réflexion lors de l'interposition d'écrans sur le trajet d'un faisceau, A. F. Kovarik (22) en 1910, a placé au-dessous de la source de rayonnement autant d'écrans qu'il en avait placé

au-dessus. Nous ne pensons pas que ce dispositif soit capable de compenser entièrement, comme l'espérait l'auteur, la chute initiale des courbes d'absorption (qui correspond à la perte par dispersion), car il ne permet pas la compensation de la perte latérale.

De nombreux auteurs, en particulier Rutherford (28) en 1911, surtout Bohr (36) en 1915 et J.-H. Jeans (45) en 1923, ont entrepris l'étude théorique de la dispersion et de l'absorption. Malheureusement les calculs relatifs au choc d'un électron sur un atome ne peuvent être poursuivis qu'après des hypothèses simplificatrices qui en réduisent la portée. D'après l'important travail théorique de Bohr, la diminution de vitesse des rayons β (et α) à leur passage au travers de la matière dépend essentiellement des fréquences caractéristiques de l'électron dans les atomes absorbants. L'auteur parvient à rendre compte d'une façon satisfaisante des résultats expérimentaux concernant l'absorption.

§ 4. **Rayonnement secondaire.** — En dehors du phénomène de dispersion, l'absorption se trouve encore compliquée par la production de rayonnements secondaires produits par les rayons β au sein des écrans absorbants, comme l'ont montré les travaux de Pound (14) en 1909 et de J.-A. Gray (27) en 1911 et (43) en 1922. Nous verrons plus loin comment on peut tenter d'isoler par le calcul ce rayonnement secondaire et en tenir compte. Indiquons seulement que ce rayonnement ne se manifeste d'une façon appréciable que dans le cas d'un rayonnement β moyennement pénétrant (rayons β du Ra E) absorbé par une substance très dense (l'or par exemple).

§ 5. **Influence de la vitesse des rayons β .** — Le coefficient massique d'absorption $\frac{\mu}{\rho}$ ne dépend pas seulement de la nature de l'absorbant. Il dépend aussi de la « qualité » des rayons envisagés. Mais on ne peut pas caractériser cette qua-

lité par la vitesse des électrons, puisque le « groupe » de rayons β qui s'absorbe exponentiellement est justement formé d'électrons de vitesses variées. Il est possible, toutefois, que l'on tente avantageusement de faire entrer dans l'expression de $\frac{\mu}{\rho}$ soit une vitesse moyenne convenablement choisie, soit la vitesse correspondant à la tête de bande du spectre magnétique.

Nous reviendrons plus loin sur ce sujet.

§ 6. Autres résultats antérieurs concernant l'absorption des rayons β par la matière. — De nombreux auteurs ont donné des résultats numériques relatifs à l'absorption des rayons β par la matière. Outre ceux que nous avons déjà cités, nous devons mentionner : Schmidt (9) (1906), (17) (1909), (26) (1910) ; J. A. Crowther (10) (1906) et (20) (1909) ; O. Hahn et L. Meitner (12) (1908) ; Makower (13) (1908) ; Borodowsky (21) (1910) ; Becker et Baerwald (24) (1910) ; J. A. Gray (29) (1912) ; von Baeyer (32) (1912) ; W. Bothe (37), (38) et (41) (1922) ; B.-F.-J. Schonland (39) (1922) ; C.-T.-R. Wilson (44) (1923). Nous rappellerons leurs résultats et nous les comparerons aux nôtres dans le courant de ce travail.

§ 7. Plan de l'exposé. — Nous étudierons tout d'abord l'absorption des rayons β du radium E dans différentes substances. Après la description du dispositif expérimental (chapitre II) nous nous occuperons de l'absorption des rayons β du radium E dans les corps simples à numéro atomique inférieur à 50 (chapitre III), puis dans les éléments à numéro atomique supérieur à 50, où l'on voit apparaître les phénomènes secondaires (chapitre IV). De là, nous passerons à l'absorption dans les corps composés, en décrivant tout d'abord les dispositifs expérimentaux particuliers et les résultats qu'ils nous ont permis d'obtenir relativement aux corps composés solides et liquides (chapitre V). Nous décri-

rons ensuite la méthode employée pour les solutions (chapitre VI), ainsi que quelques expériences complémentaires effectuées avec le radium E (chapitre VII). Dans le chapitre VIII nous étudierons les résultats obtenus avec des rayons β autres que ceux du radium E. Enfin les conclusions de ce travail feront l'objet du dernier chapitre (IX).

§ 8. Index bibliographique.

1. RUTHERFORD. — « *Radioactivity* », 1904.
2. BECQUEREL. — *Comptes rendus*, 1900.
3. BECQUEREL. — *Comptes rendus*, 1901.
4. STRUTT. — *Nature*, 1900.
5. SCHMIDT. — *Phys. Zeitsch.*, 1902.
6. SEITZ. — *Phys. Zeitsch.*, 1904.
7. GODLEWSKI. — *Phil. Mag.*, **10**, 375, 1905.
8. MC CLELLAND et HACKETT. — *Roy. Dub. Soc.*, 1906.
9. SCHMIDT. — *Le Radium*, 326, 1906.
10. J. A. CROWTHER. — *Le Radium*, 355, 1906.
11. J. A. CROWTHER. — *Le Radium*, 76, 1908.
12. O. HAHN et L. MEITNER. — *Phys. Zeitsch.*, **10**, 321, 1908.
13. MAKOWER. — *British Assoc.*, 1908 ; *Phil. Mag* , **16**, 890, 1908 ; *Nature*, **79**, 23, 1908.
14. W. E. POUND. — *Phil. Mag.*, **17**, 126, 1909.
15. N. CAMPBELL. — *Phil. Mag.*, **17**, 180, 1909.
16. W. WILSON. — *Proc. Roy. Soc* , **A. 82**, 612, 1909.
17. SCHMIDT. — *Phys. Zeitsch.*, 929, 1909.
18. MADSEN. — *Phil. Mag* , **18**, 909, 1909.
19. HAHN et MEITNER. — *Phys. Zeitsch.*, 948, 1909.
20. J. A. CROWTHER. — *Proc. Cam Phil. Soc.*, **15**, 273, 1909.
21. BORODOWSKY. — *Phil. Mag.*, **19**, 605, 1910.
22. KOVARIK. — *Congrès de Bruxelles*, 1910.
23. CROWTHER. — *Proc. Cam Phil. Soc.*, **15**, 442, 1910.
24. BECKER et BAERWALD. — *Verh. d. deutsch. Phys. Ges.*, 159, 1910.
25. W. WILSON. — *Proc. Roy. Soc.*, **84**, 141, 1910.
26. SCHMIDT. — *Phys. Zeitsch.*, **11**, 262, 1910.
27. J. A. GRAY. — *Proc. Roy. Soc.*, **85**, 131, 1911.
28. RUTHERFORD. — *Phil. Mag.*, **21**, 669, 1911.
29. J. A. GRAY. — *Proc. Roy. Soc.*, **87**, 487, 1912.
30. KOVARIK. — *Phys. Rew.*, **34**, 142, 1912.

31. W. WILSON — *Proc. Roy. Soc.*, **87**, 310, 1912.
 32. V. BAAYER. — *Phys. Zeitsch.*, **13**, 485, 1912.
 33. H. STARKE. — *Phys. Zeitsch.*, **14**, 1037, 1913.
 34. KOVARIK et Mc KEEHAN. — *Phys. Zeitsch.*, **15**, 434, 1914.
 35. KOVARIK et Mc KEEHAN — *Phys. Rev.*, **86**, 150, 1914.
 36. BOHR. — *Phil. Mag.*, **30**, 581, 1915.
 37. BOTHE — *Phys. Zeitsch.*, **23**, 416, 1922.
 38. BOTHE. — *Zeitsch. f. Phys.*, **12**, 127, 1922.
 39. B. F. J. SCHONLAND. — *Proc. Roy. Soc.*, **101**, 299, 1922.
 40. J. A. GRAY et DOUGLAS. — *Phys. Rev.*, **19**, 432, 1922.
 41. BOTHE. — *Zeitsch. f. Phys.*, 243, 1922.
 42. A. V. DOUGLAS — *Trans. Roy. Soc. Can.*, **16-3**, 113, 1922.
 43. J. A. GRAY. — *Trans. Roy. Soc. Can.*, 125, 1922.
 44. C. T. R. WILSON — *Proc. Roy. Soc.*, **104**, 192, 1923.
 45. JEANS. — *Proc. Roy. Soc.*, **102**, 437, 1923.
 46. JEAN D'ESPINE. — *C. R.*, **182**, 1458, 1926.
-

CHAPITRE II

Dispositif expérimental.

Notre dispositif expérimental comporte essentiellement :

- 1^o Une source de rayonnement β ;
- 2^o Un canaliseur destiné à limiter le faisceau de rayons ;
- 3^o Un appareil détecteur de rayonnement (chambre d'ionisation) ;

4^o Un appareil de mesure des courants d'ionisation produits par le rayonnement dans l'appareil détecteur ;

5^o Des écrans absorbants destinés à être interposés sur le trajet des rayons.

§ 1^{er}. La source. Son rayonnement. — Parmi les radioéléments, le radium E est particulièrement indiqué comme source de rayons β . Etant donnée sa période de décroissance assez courte et les difficultés qu'il y a à l'obtenir pur en quantité suffisante, nous avons employé le mélange de Ra D et de Ra E en équilibre radioactif. L'intensité d'une telle source pourra être pratiquement considérée comme constante, étant donnée la longue période de décroissance du Ra D, 16 à 19 ans ⁽¹⁾. En réalité le rayonnement de cette source comprendra aussi les rayons β et γ du Ra D, mais les rayons β sont trop absorbables pour intervenir, et les rayons γ , étudiés antérieurement ⁽²⁾, ne forment qu'une proportion négligeable de l'ionisation totale dans les limites de notre étude.

⁽¹⁾ ANTONOFF, *Phil. Mag.*, vol. 19, p. 825, 1910.

⁽²⁾ I. CURIE et G. FOURNIER, *C. R.*, t. 176, p. 1301, 1923.

Quant au rayonnement β du Ra E, qui nous intéresse particulièrement, il a été étudié avant nous par la méthode des spectres magnétiques ⁽¹⁾. Voici la description du spectre du Ra E donnée récemment par I. Curie et J. d'Espine ⁽²⁾ :

« La bande principale de rayons β du Ra E est très nettement délimitée du côté des grandes vitesses pour β (rapport de la vitesse des électrons à celle de la lumière) $\beta = 0,936$ et se termine d'une manière imprécise vers $\beta = 0,70$ du côté des faibles vitesses ; la bande présente un palier d'intensité maximum entre $\beta = 0,86$ et $\beta = 0,80$. L'aspect que l'on observe pourrait s'interpréter par l'existence de deux bandes d'intensités peu différentes se recouvrant partiellement, l'une bien délimitée des deux côtés et s'étendant de $\beta = 0,936$ à $\beta = 0,80$, l'autre, moins bien délimitée, s'étendant de $\beta = 0,86$ à $\beta = 0,70$. On observe un rayonnement β très faible pour des vitesses de l'ordre de $\beta = 0,50$, mais il est difficile d'affirmer que ces rayons ne sont pas dus à des effets parasites.

« Il existe un faible rayonnement β de vitesse supérieure à celle de la bande principale ; ces rayons ne forment pas une raie unique : c'est un groupe de raies ou une bande, de vitesses comprises entre $\beta = 0,986$ et $\beta = 0,970$. »

Cette description donne une idée de la complexité du rayonnement β de la source. Il faut toutefois se méfier de l'interprétation visuelle d'une plaque photographique qui traduit elle-même à sa manière les intensités qu'elle reçoit. En effet la courbe photométrique de ce spectre, obtenue au Laboratoire Curie par M. Proca, ne présente pas l'aspect de deux bandes superposées, mais seulement un maximum correspondant à $\beta = 0,83$.

Notre source a été constituée de la façon suivante : d'une solution chaude de chlorure de plomb contenant du radium

(1) Voir surtout : J. DANYSZ, *Le Radium*, vol., 10, p. 4, 1913.

(2) I. CURIE et J. D'ESPINE, *C. R.*, t. 181, p. 131, 1925.

(D + E), on a prélevé quelques gouttes que l'on a déposées sur une lame de mica.

La solution ayant cristallisé par évaporation et refroidissement, la source se présente sous la forme d'une tache cristalline à peu près circulaire de 6 à 8 mm. de diamètre. Pour éviter la détérioration de la source pendant le transport et l'utilisation, nous l'avons recouverte d'une très mince feuille de mica, la plus mince que l'on puisse obtenir par clivage, collée sur les bords. Cette source a été mise en observation pendant quelques jours, afin de nous permettre de contrôler son équilibre radioactif, après quoi elle a pu être directement utilisée.

§ 2. Le canaliseur. — La limitation du faisceau de rayon-

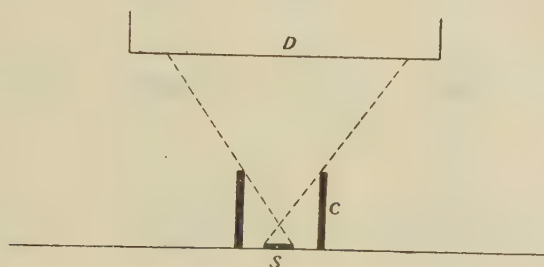


Fig. 1.

nement est obtenue par l'emploi d'un canaliseur en feuille de plomb de 2 mm. d'épaisseur, à section carrée de 2 cm. de côté, et de 2 cm. de hauteur. Ce canaliseur C est posé directement sur la source S et délimite par conséquent le faisceau, comme l'indique la figure 1, de façon à le faire pénétrer entièrement dans l'appareil détecteur de rayonnement D placé à 5 cm. au-dessus de la source.

§ 3. L'appareil détecteur de rayonnement. — Nous avons employé comme appareil détecteur de rayonnement une

chambre d'ionisation dite « chambre à rayons pénétrants ». Cette chambre est essentiellement constituée par un cylindre métallique C (fig. 2) de 95 mm. de diamètre et de 205,5 mm. de hauteur. Ce cylindre est muni d'une tige axiale T de 4 mm. de diamètre et 142 mm. de longueur, portant une borne I et isolée à sa partie supérieure par un bouchon d'ambre A. Un anneau de garde métallique G, mis en com-

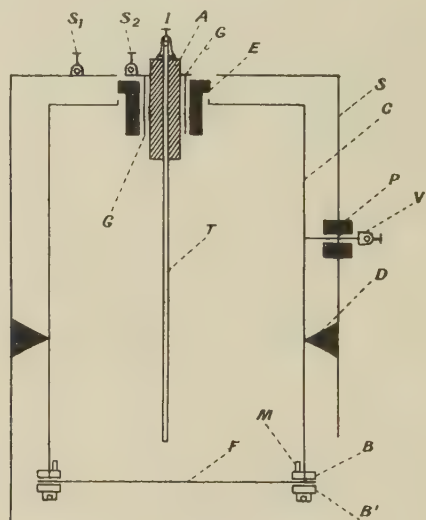


Fig. 2.

munication avec le « sol » par la borne S_2 et isolé du cylindre C par une gaine d'ébonite E, assure la protection électrostatique.

Le cylindre C est fermé, à sa partie inférieure, par une feuille d'aluminium F de 0,02 mm. d'épaisseur serrée entre deux bagues B, B' à l'aide de vis. La monture M de la bague B entre à frottement dur dans le cylindre C, ce qui rend le démontage facile. La partie utile de la feuille d'aluminium F est un cercle de 80 mm. de diamètre.

Enfin le cylindre C se trouve à l'intérieur d'un cylindre plus grand S qui est en communication avec le sol par la borne S_1 . Des pièces d'ébonite telles que D maintiennent et isolent le cylindre C à l'intérieur du cylindre S. Un passage P, isolé à l'ébonite, traverse le cylindre S et permet d'amener le cylindre C à la tension voulue.

L'ensemble de la chambre est monté sur une colonne verticale à crémaillère. Cette crémaillère permet d'approcher ou d'éloigner de la base de la chambre d'ionisation un plateau horizontal portant la source et le canaliseur. La distance adoptée dans la plupart des cas entre le plan de la source et le plan de la feuille F qui ferme la chambre d'ionisation est de 5 cm. Dans ces conditions, comme le montre la figure 1, le faisceau canalisé entre tout entier dans la chambre d'ionisation.

§ 4. Appareil de mesures. — Notre appareil de mesures est constitué par un système quartz piézo-électrique-électromètre,

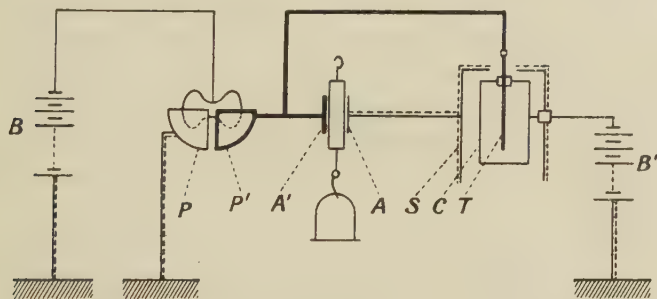


Fig. 3.

fréquemment utilisé au laboratoire Curie. L'électromètre est à quadrants, du type ordinaire : les quadrants sont réunis par paires opposées, l'une des paires P étant en communication avec le sol (fig. 3), l'autre P' avec le « système isolé » (en trait fort sur la figure) qui comprend en outre l'une des

armatures A' du quartz et la tige axiale T de la chambre d'ionisation.

L'aiguille de l'électromètre est portée à une tension de 88 volts par rapport au « sol » de l'installation, à l'aide d'une batterie B d'accumulateurs à faible capacité. Un miroir concave de 1 m. de foyer, solidaire de l'aiguille, donne l'image d'une fente lumineuse sur une échelle graduée transparente.

La deuxième armature A de la lame de quartz Q est reliée au sol, ainsi que le cylindre extérieur S de la chambre d'ionisation et la paire de quadrants P. Le cylindre intérieur C de la chambre d'ionisation est porté à un potentiel de 800 volts environ par rapport au sol, à l'aide de la batterie B'.

Pour toutes les expériences, nous avons utilisé une lame de quartz fournissant 9,775 U. E. S. de quantité d'électricité par kilogramme posé sur le plateau de l'appareil ou enlevé de ce plateau.

Les liaisons électriques du système isolé, entre l'électromètre, le quartz et la chambre d'ionisation (en trait fort sur la figure), sont protégées électrostatiquement par des tubes de laiton en communication avec le sol. L'isolement est assuré par de la paraffine à l'intérieur des tubes et par des bouchons d'ambre aux extrémités. Dans le quartz et dans l'électromètre, toutes les parties du système isolé sont également montées sur ambre, ainsi que la tige axiale de la chambre d'ionisation.

§ 5. Les écrans absorbants. — Nous ne parlerons ici que des écrans en lames solides que nous avons pu obtenir, en réservant pour d'autres chapitres la description des écrans en poudres ou liquides.

Certains métaux se trouvent dans le commerce en feuilles suffisamment minces pour nos besoins (0,005 à 0,5 mm.) : ce sont : l'aluminium, le cuivre, l'argent, l'étain, l'or. Nous avons dû laminier au laboratoire : le fer, le zinc, le cadmium, le thallium, le plomb et le platine. Pour certains métaux

très durs, nous avons dû nous contenter de lames un peu trop épaisses. Pour le magnésium, qui ne se laisse pas laminier, nous avons procédé de la façon suivante : prenant du magnésium en poudre, nous l'avons tout d'abord pressé à l'étau, de façon à obtenir une sorte de galette friable. Nous avons ensuite fait passer cette galette dans le laminoir et nous avons finalement obtenu une feuille mince, suffisamment homogène, ayant de la cohésion, et tout à fait semblable par son aspect à une feuille obtenue directement par laminage de métal fondu.

Pour le carbone, seul métalloïde que nous ayons pu étudier en lames, nous avons trouvé dans le commerce des lames de microphone dont la teneur en carbone est très voisine de 100 o/o et qui, par leur minceur, se prêtent fort bien aux expériences d'absorption.

Pour les corps composés, nous avons pu préparer les nitrates de sodium et de potassium, le sulfate acide de potassium, la naphthaline et le camphre en lames fondues. Le commerce nous a fourni des lames de quartz. Enfin, nous avons pu cliver le gypse en lames tout à fait propres aux déterminations.

La préparation des écrans consiste à choisir une lame ou feuille bien homogène, et à lui donner une forme rectangulaire de dimensions suffisantes pour recouvrir entièrement le canaliseur. On mesure ensuite la surface de l'écran aussi exactement que possible, enfin on pèse l'écran, pour connaître en définitive la masse superficielle. L'erreur sur chacune des mesures des dimensions d'un écran rectangulaire étant approximativement de 0,5 o/o, l'erreur sur la surface est de 1 o/o et l'erreur sur la masse superficielle est sensiblement la même, car l'erreur sur la pesée, effectuée à l'aide d'une balance Curie, ne dépasse guère 0,1 o/o.

Il est bon de s'assurer que les écrans ne possèdent pas une activité propre vis-à-vis de la chambre d'ionisation, activité qui viendrait troubler les mesures et fausser les résultats. Il

est préférable, de ce point de vue, de fabriquer les écrans avec du métal récemment acheté à l'extérieur, plutôt qu'avec des feuilles ayant séjourné longtemps au laboratoire.

Afin d'éviter toute souillure extérieure et toute détérioration des écrans, et aussi pour permettre de les mieux reconnaître, les écrans ont été soigneusement conservés dans de petites enveloppes en papier transparent analogues à celles qui servent à conserver les clichés photographiques, chaque enveloppe portant mention de la désignation de l'écran, de sa surface, de sa masse, de son épaisseur et de sa masse superficielle.

Pour ne pas détériorer les écrans, nous avons évité le plus possible de les manipuler, et nous nous sommes servi de pinces ayant les mors protégés par du papier.

CHAPITRE III

Absorption des rayons β du radium E dans les corps simples à numéro atomique inférieur à cinquante.

Nous allons décrire maintenant les mesures et les calculs nécessaires à l'obtention d'une courbe d'absorption en prenant un exemple concret. Nous essayerons ensuite d'interpréter la courbe d'absorption, tout d'abord dans la partie rectiligne, puis dans sa partie curviligne. Nous donnerons alors les résultats numériques dans leur ensemble, et nous tenterons enfin l'interprétation de ces résultats.

§ 1^{er}. Obtention d'une courbe d'absorption. — Avant d'effectuer des mesures à l'aide du dispositif que nous venons de décrire, il convient de voir si ce dispositif, en l'absence de la source, ne manifeste pas quelque activité résiduelle, due soit à l'activité de l'atmosphère dans la salle de mesures, soit à l'action à distance des rayons γ pénétrants provenant des quantités de radium du laboratoire, soit au fait que l'appareil a pu être souillé au contact de quelque matière radioactive lors de précédentes mesures.

On mesurera donc cette activité spontanée, appelée « mouvement propre », par la méthode de compensation. Il faudra par la suite, de chaque mesure de l'intensité, retrancher cette intensité parasite, afin d'obtenir l'intensité corrigée.

Pour la mesure de l'intensité initiale (sans écran), et pour chaque nouvel écran ajouté, nous avons fait trois ou quatre mesures du temps de compensation pour un même poids posé sur le plateau du quartz piézo-électrique. Il est bon de

choisir ce poids de façon à ce que le temps de compensation reste compris autant que possible entre les mêmes limites (20 à 25 secondes) pour les différentes intensités mesurées, ceci afin de donner plus d'uniformité aux erreurs relatives sur le temps. Le quotient du poids P posé sur le plateau (en grammes) par la durée moyenne de compensation t_m (en secondes), donne l'intensité brute P/t_m , dont il faut retrancher l'intensité du mouvement propre pour obtenir l'intensité corrigée (en grammes par seconde). On cherchera enfin le logarithme vulgaire de l'intensité corrigée ($\log I$).

Les résultats ont été disposés de la façon suivante : la première colonne du tableau est réservée pour la désignation des écrans ; la seconde, pour leur masse superficielle m/s , en $g./cm^2$; la troisième pour la valeur en grammes du poids P posé sur le plateau du quartz ; la quatrième pour les différentes mesures du temps de compensation t ; la cinquième pour la moyenne arithmétique t_m de ces valeurs ; la sixième pour l'intensité brute P/t_m ($g./sec.$) ; la septième pour l'intensité corrigée I ($g./sec.$) ; et enfin la huitième pour le logarithme de l'intensité corrigée $\log I$. La première ligne horizontale du tableau est relative à la mesure de l'intensité du mouvement propre, la seconde à la mesure de l'intensité initiale.

Voici comme exemple un de ces tableaux, relatif à l'absorption des rayons β du radium E dans le cadmium :

Désignation des écrans	m./s. gr./cm ²	P gr.	t sec.	t _m sec.	P/t _m gr./sec.	I gr./sec.	Log. I
M ^t propre .	—	2	20,6	20,6	0,1	—	—
Pa ^s d'écran	0	4000	11,5 11,45 11,4	11,45	349	349	2,543
I	0,0255	3000	22,25 22,35 22,6	22,4	134	134	2,127
II	0,0413	2000	22,0 22,0 22,0	22,0	90,9	90,8	1,958
III	0,0504	2000	27,2 27,3 27,25	27,25	73,4	73,3	1,865
I + II . .	0,0668	1000	19,7 19,5 19,9	19,7	50,8	50,7	1,705
I + III . .	0,0759	1000	23,6 23,6 23,6	23,6	42,4	42,3	1,626
IV	0,0775	1000	25,6 25,9 26,0 25,5	25,75	38,8	38,7	1,588
II + III . .	0,0917	600	19,7 19,8 20,1 19,9	19,875	30,2	30,1	1,479
I + IV . .	0,103	500	21,6 21,7 21,6	21,633...	23,1	23,0	1,362
I + II + III	0,117	400	23,0 22,8 23,2	23,0	17,4	17,3	1,238
II + IV . .	0,119	400	24,65 24,8 24,5	24,65	16,2	16,1	1,207
III + IV . .	0,128	300	22,8 23,0 22,8	22,866...	13,1	13,0	1,114

Désignation des écrans	m./s. gr /cm ²	P gr.	t sec.	t _m sec.	P/t _m gr /sec.	I gr./sec.	Log. I
I + II + IV	0,144	200	21,1 20,8 20,7	20,866...	9,59	9,49	0,977
I + III + IV	0,153	150	19,8 20,0 19,8	19,966...	7,55	7,45	0,873
II + III + IV	0,169	120	21,4 21,0 21,2	21,2	5,66	5,56	0,745
I + II + III + IV.	0,195	70	21,0 21,1 20,9	21,0	3,33	3,23	0,509

Il suffit maintenant, pour obtenir la courbe logarithmique d'absorption, de porter en abscisses les valeurs de la deuxième colonne (m./s.) et en ordonnées les valeurs correspondantes de la huitième (log I). La courbe correspondant au tableau ci-dessus est représentée figure 4.

Dans toutes les courbes d'absorption nous nous sommes efforcé de produire la même diminution d'intensité (de 100 à 1 environ), afin d'opérer toujours entre les mêmes limites et de rendre par là les différents résultats aussi comparables que possible.

§ 2. *Interprétation de la courbe d'absorption dans sa partie rectiligne.* — Nous voyons que la courbe de la figure 4 se termine, du côté des grandes masses superficielles, par une pente rectiligne. Cette droite correspond d'après ce que nous avons indiqué plus haut (introduction, §§ 1^{er} et 2), à l'absorption d'un « groupe principal » de rayons β et sa pente nous permet de déterminer le coefficient massique d'absorption relatif à ce groupe et à la substance absorbante considérée.

Pratiquement, nous opérons de la façon suivante : nous

prolongeons la droite finale vers l'origine jusqu'à sa rencontre en P avec l'axe des ordonnées. Considérons maintenant une diminution de moitié de l'intensité, provoquée par une

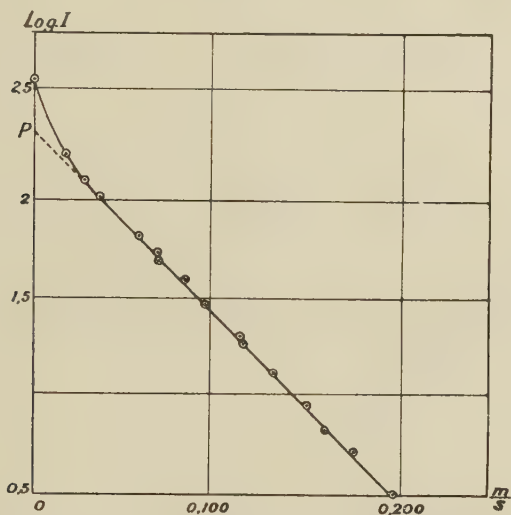


Fig. 4.

masse superficielle d'absorbant que nous appellerons

$\left(\frac{m}{s}\right)_{\frac{1}{2}}$. Nous avons :

$$\frac{I}{2} = I e^{-\frac{\mu}{\rho} \left(\frac{m}{s}\right)_{\frac{1}{2}}}$$

ou :

$$2 = e^{\frac{\mu}{\rho} \left(\frac{m}{s}\right)_{\frac{1}{2}}}$$

et, en logarithmes népériens :

$$\frac{\mu}{\rho} \left(\frac{m}{s}\right)_{\frac{1}{2}} = \text{Lnép } 2 = 0,69315$$

d'où :

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{0,69315}{\left(\frac{m}{s}\right)^{\frac{1}{2}}}$$

$\left(\frac{m}{s}\right)^{\frac{1}{2}}$ étant exprimé en g./cm².

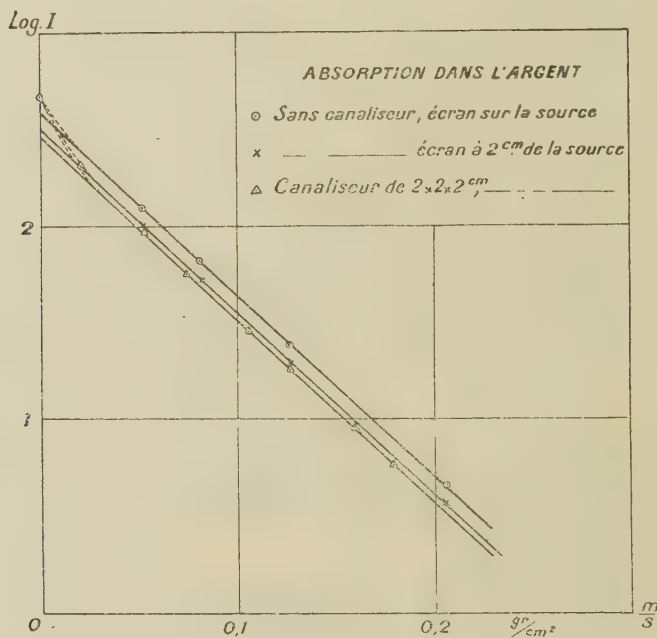


Fig. 5.

Il est facile de déterminer $\left(\frac{m}{s}\right)^{\frac{1}{2}}$ sur la figure 4 puisqu'il suffit de mesurer l'abscisse nécessaire pour produire un abaissement de l'ordonnée de $\log 2 = 0,30103$, à partir du point P par exemple. Pratiquement on cherchera l'abscisse nécessaire pour produire un abaissement d'ordonnée cinq fois plus grand, ce qui est possible grâce à l'extension des

courbes, et l'on divisera cette abscisse par cinq. On diminuera ainsi l'influence relative des erreurs d'évaluation.

De cette manière nous trouvons sur l'exemple de la figure 4

$$\left(\frac{m}{s}\right)_{\frac{1}{2}} = 0,0318 \text{ g./cm}^2 \quad \text{d'où} \quad \frac{\mu}{\rho} = \frac{0,69315}{0,0318} = 21,8.$$

Le coefficient d'absorption ainsi déterminé a-t-il une réelle signification? Pour nous en rendre compte, nous avons repris les expériences en modifiant la disposition des appareils. Le plateau horizontal mobile portant la source a été successivement placé à quatre, cinq, six centimètres de la partie inférieure de la chambre d'ionisation. Le canaliseur a été modifié ou même supprimé. Ces changements de dispositif n'ont pas sensiblement influencé les coefficients massiques d'absorption obtenus; la figure 5 est caractéristique à cet égard. Rappelons cependant que l'emploi de dispositifs expérimentaux comportant une canalisation très différente peut altérer la partie rectiligne de la courbe, rendre impossible la détermination du coefficient d'absorption et conduire plutôt à mettre en évidence un parcours des rayons β (Voir nos 29 et 40 de l'index bibliographique, introduction).

§ 3. Interprétation de la courbure initiale. — Schématisons la courbe comme l'indique la figure 6. Soit MN la partie rectiligne, prolongée jusqu'en P, et LM la partie curviligne.

A quel phénomène correspond l'existence de cette partie curviligne? Nous avons admis plus haut (chapitre I^{er}, § 3) que cette chute d'intensité pouvait être due au phénomène de dispersion. Les expériences photographiques que nous décrirons au chapitre VII viennent confirmer cette opinion, émise d'ailleurs antérieurement par Crowther (index 11) et par Madsen (index 18).

Mais on pourrait également interpréter cette chute comme

étant due à la présence d'un second groupe de rayons plus absorbable, qui superpose son action à celle du groupe pénétrant pour les valeurs suffisamment petites de la masse superficielle des écrans, mais qui devient tout à fait négligeable à partir d'une certaine valeur de cette masse.

Quoi qu'il en soit, nous pouvons isoler ce phénomène initial par le calcul de la façon suivante :

Considérons deux points de même abscisse, l'un (A) sur le

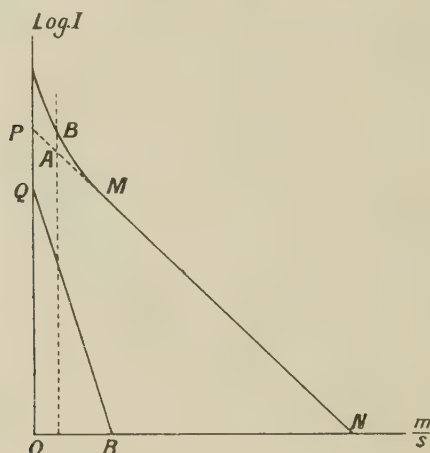


Fig. 6.

prolongement PM de la droite MN , l'autre (B) sur la partie curviligne LM de la courbe. À ces deux points correspondent deux ordonnées $\log a$ et $\log b$ que nous pouvons lire sur la droite extrapolée et sur la courbe expérimentale, tracées sur du papier millimétrique. Des logarithmes, passons aux nombres correspondants a et b , puis retranchons a de b . La différence $(b - a)$ représente expérimentalement l'intensité du phénomène initial. En traçant :

$$\log (b - a) = f\left(\frac{m}{s}\right)$$

on obtient de nouveau une droite QR .

Si nous avons affaire à un groupe plus absorbable de rayons β , cette droite représente son absorption logarithmique et permet de déterminer son coefficient massique d'absorption. Mais dans cette hypothèse la différence d'ordonnées QP représente le rapport des intensités initiales des deux groupes dans l'intensité initiale totale du rayonnement, rapport qui devrait être constant pour les différents absorbants et approximativement indépendant du dispositif expérimental. Or, il n'en est pas ainsi, au moins en ce qui concerne l'absorption des rayons β du radium E. Et dans certaines circonstances la différence d'ordonnées PL peut diminuer beaucoup jusqu'à disparaître.

Nous sommes donc amenés à attribuer à la dispersion l'aspect du début de la courbe. Dans ce cas, la droite QR nous montre que la dispersion, comme l'absorption, suit une loi exponentielle en fonction de m/s , et sa pente nous permet de déterminer, parallèlement au coefficient massique d'absorption $\frac{\mu}{\rho}$, un coefficient massique de dispersion $\frac{\sigma}{\rho}$.

Soit i_0 l'intensité initiale dont le logarithme est représenté par l'ordonnée à l'origine OP de la droite MN; soit j_0 l'intensité initiale dont le logarithme est représenté par l'ordonnée à l'origine OQ; soit I_0 l'intensité initiale totale effectivement mesurée.

L'intensité mesurée I , correspondant à un point de la portion curviligne LM de la courbe, s'écrira :

$$I = i_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \frac{m}{s}} + j_0 e^{-\frac{\sigma}{\rho} \frac{m}{s}}$$

avec :

$$I_0 = i_0 + j_0.$$

Posons :

$$i_0 = k \cdot I_0,$$

il vient :

$$I = k I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \frac{m}{s}} + (1 - k) I_0 e^{-\frac{\sigma}{\rho} \frac{m}{s}},$$

Pour nous rendre compte de ce que serait l'effet de la dispersion seule, l'absorption n'existant pas, il suffit de faire

$\frac{\mu}{\rho} = 0$. Il vient :

$$I' = kI_0 + (1 - k)I_0 e^{-\frac{\sigma}{\rho} \frac{m}{s}}.$$

Cette dernière formule montre que $\frac{\sigma}{\rho}$ correspond bien à un coefficient massique de dispersion. Malheureusement la droite QR ne permet pas d'obtenir ce coefficient avec la même précision que $\frac{\mu}{\rho}$, puisqu'il a fallu deux lectures de courbes et une soustraction pour chaque point tracé. Dans l'exemple que nous avons choisi plus haut (cadmium), on aurait $\frac{\sigma}{\rho}$ peu différent de 95.

§ 4. Résultats numériques. — Voici les résultats obtenus relativement à l'absorption des rayons β du radium E dans les corps simples à numéro atomique inférieur à cinquante que nous avons pu étudier en lames solides :

Absorbant	Densité ρ	Poids atomique A	N° atomique N	Masse superficielle nécessaire pour réduire l'intens. de moitié $\left(\frac{m}{s}\right)^{\frac{1}{2}}$ milligr./cm ²	Coefficients massiques	
					Absorption $\frac{\mu}{\rho}$	Dispersion $\frac{\sigma}{\rho}$
Carbone . . .	2,2	12,0	6	43,9	15,8	
Magnésium . .	1,7	24,32	12	41,5	16,7	
Aluminium . .	2,6	27,1	13	41,0	16,9	73
Fer	7,9	55,48	26	37,1	18,7	
Nickel	8,7	58,68	28	36,5	19,0	
Cuivre	8,9	63,57	29	36,1	19,2	82
Zinc	7,1	65,37	30	35,9	19,3	84
Molybdène . .	9,0	96,0	42	33,0	21,0	
Argent	10,5	107,88	47	32,0	21,7	92
Cadmium . . .	8,7	112,40	48	31,8	21,8	95
Etain	7,3	118,7	50	31,4	22,1	97

La figure 7 représente l'ensemble des courbes d'absorption qui nous ont permis d'obtenir ces résultats.

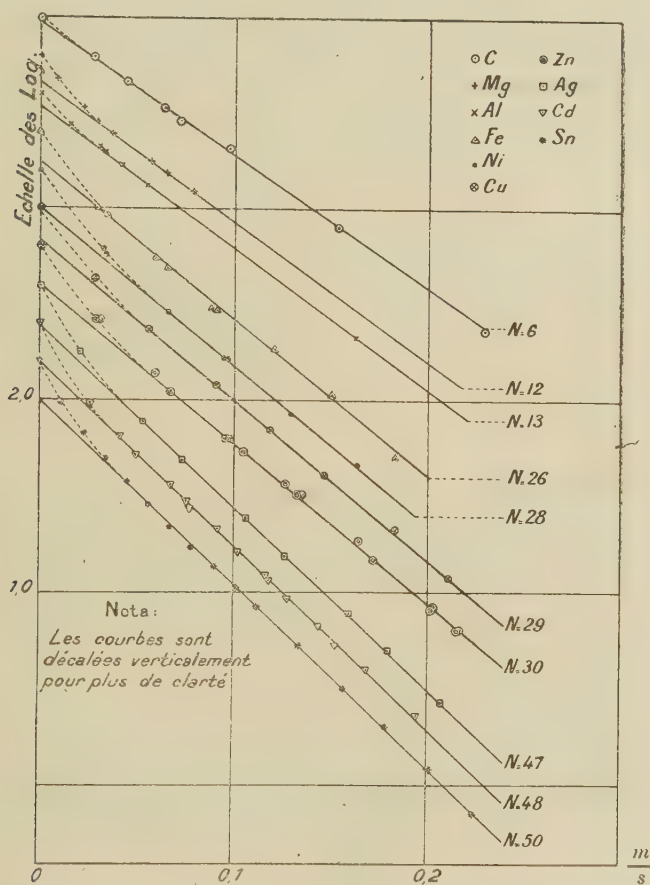


Fig. 7.

§ 5. Interprétation des résultats. — Il suffit de jeter un coup d'œil sur le tableau précédent pour voir que le coefficient $\frac{\mu}{\rho}$ varie peu avec la nature de l'absorbant, beaucoup moins en tout cas que le coefficient ordinaire μ . Il varie

cependant régulièrement en augmentant lorsqu'on passe des corps légers aux corps lourds. Il nous a semblé que la différence dans la constitution des atomes traversés devait jouer le rôle principal dans cette variation régulière, et nous avons cherché à introduire dans l'expression de $\frac{\mu}{\rho}$ les caractéristiques fondamentales des différents atomes. Pour cela nous

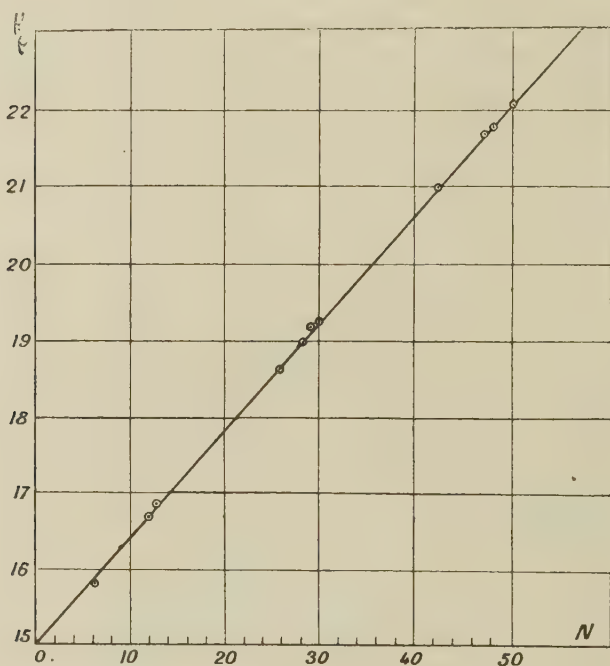


Fig. 8.

avons tracé les diagrammes de variation de $\frac{\mu}{\rho}$ en fonction de chacune de ces caractéristiques.

Parmi ces diagrammes, celui qui trace les variations du coefficient massique d'absorption en fonction du *numéro atomique* N de l'absorbant, nous est apparu dès l'abord comme le plus intéressant. La figure 8 représente le diagramme en

question qui a manifestement l'aspect d'une ligne droite. Nous avons primitivement établi cette ligne droite sur quelques points seulement. Les résultats suivants sont venus prouver sa légitimité et préciser sa pente et son ordonnée à l'origine. Enfin, de nouveaux résultats ont parfaitement confirmé les précédents.

L'existence de ce diagramme rectiligne nous permet d'énoncer la loi suivante :

Le coefficient massique d'absorption des rayons β du radium E dans les corps simples à numéro atomique inférieur à cinquante, varie en proportion directe du numéro atomique de l'absorbant.

Ce que nous écrirons :

$$(I) \quad \frac{\mu}{\rho} = a + b.N,$$

a étant l'ordonnée à l'origine de la droite de la figure 8 et b le coefficient de pente de cette droite; a est encore, si l'on veut, le coefficient massique d'absorption théorique relatif à l'élément hypothétique de numéro atomique zéro.

Numériquement nous avons :

$$a = 15, \quad b = 0,142.$$

Le coefficient $\frac{\sigma}{\rho}$ défini plus haut et attribué à la dispersion suit approximativement une loi analogue, avec des coefficients numériques différents :

$$(II) \quad \frac{\sigma}{\rho} = 65 + 0,615.N.$$

Le tableau suivant permet de vérifier la validité des lois linéaires (I) et (II). Nous avons également fait figurer dans ce tableau les valeurs de $\frac{\mu}{\rho}$ que l'on peut tirer des résultats expérimentaux de Schmidt (index 17) et de Hahn et Meitner (index 12). Il est à remarquer que Schmidt donne une

formule de correction de $\frac{\mu}{\rho}$ avec la masse superficielle traversée :

$$\frac{\mu}{\rho} = \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_0 + 2\nu \frac{m}{s}$$

et qu'il propose une relation compliquée entre $\frac{\mu}{\rho}$ et le poids atomique A de l'absorbant :

$$\frac{\mu}{\rho} = \sqrt{\frac{c_1}{\sqrt{A}} \left(\frac{c_1}{\sqrt{A}} + 2c_2 A \right)}$$

Nous avons utilisé les valeurs de Schmidt correspondant à $\frac{m}{s} = 0,3 \text{ gr./cm}^2$.

Absorbant	$\frac{\mu}{\rho}$ calculé d'après la loi linéaire (I)	$\frac{\mu}{\rho}$ observé par l'auteur	$\frac{\mu}{\rho}$ observé par Schmidt	$\frac{\mu}{\rho}$ observé par Hahn et Meitner	$\frac{\sigma}{\rho}$ calculé d'après la formule (II)	$\frac{\sigma}{\rho}$ observé par l'auteur
Carbone. .	15,85	15,8				
Magnésium.	16,70	16,7				
Aluminium.	16,85	16,9	16,4	16,5	73,0	73
Fer . . .	18,69	18,7	18,7			
Nickel . .	18,98	19,0	19,0			
Cuivre . .	19,12	19,2	19,2		82,8	82
Zinc . . .	19,26	19,3	19,4		83,5	84
Molybdène.	20,96	21,0				
Palladium .	21,65		21,6			
Argent . .	21,67	21,7	21,7		93,9	93
Cadmium .	21,82	21,8			94,5	95
Etain. . .	22,10	22,1	22,4		95,8	97

§ 6. Remarque. — Le fait d'écrire la relation :

$$(I) \quad \frac{\mu}{\rho} = a + b.N$$

soulève immédiatement une objection. En effet, considérons

la fraction de rayonnement $\frac{\mu}{\rho}$. A absorbée par atome (A étant le poids atomique). Cette grandeur, égale à $(a + b.N).A$, d'après (I), serait différente pour deux atomes isotopes, ce qui semble peu probable si l'on admet que ce sont les atmosphères électroniques qui produisent l'absorption. On pourrait proposer de remplacer la loi (I) par une loi telle que :

$$(III) \quad \frac{\mu}{\rho} = (a + b.N) \frac{N}{A},$$

qui lèverait la difficulté relative aux isotopes. Toutefois les résultats numériques que nous avons obtenus sont en accord meilleur avec la loi (I) qu'avec la relation (III).

CHAPITRE IV

Absorption des rayons β du radium E dans les corps simple à numéro atomique supérieur à cinquante.

Pour l'étude de l'absorption des rayons β du radium E dans les corps simples à numéro atomique supérieur à 50, nous avons opéré exactement avec le même dispositif expérimental que ci-dessus, et suivant la même méthode.

Mais la forme de la courbe d'absorption obtenue n'est plus la même, comme nous allons le voir en prenant l'or pour exemple. Nous tenterons ensuite d'isoler le phénomène nouveau, puis de lui donner une interprétation. Enfin nous donnerons quelques résultats numériques.

§ 1^{er}. Courbe d'absorption. — La courbe d'absorption dans l'étain ($N = 50$) des rayons β du Ra E se termine, comme les

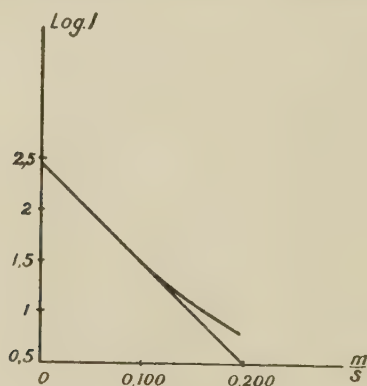


Fig. 9.

courbes relatives aux éléments plus légers, par une pente rectiligne. Il n'en est plus de même pour la courbe relative à l'antimoine ($N = 51$) qui présente un léger relèvement final (fig. 9). Ce relèvement s'accroît dans la courbe relative au tellure ($N = 52$). (Notons que ces deux dernières courbes ont été obtenues par une méthode que nous décrirons plus loin au chapitre V à propos de l'absorption dans les corps composés).

Pour l'or ($N = 79$) la partie rectiligne de la courbe disparaît même totalement, et la courbe présente une concavité

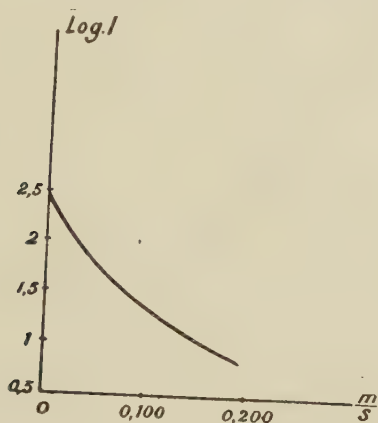


Fig. 10.

tournée vers le haut tout le long de son parcours (fig. 10) : il devient impossible de déterminer un coefficient d'absorption. Il en est de même pour le platine ($N = 78$), le thallium ($N = 81$) et le plomb ($N = 82$).

§ 2. **Décomposition de la courbe.** — Nous avons alors essayé d'isoler par le calcul le phénomène nouveau qui produit le relèvement de la courbe. Pour cela nous avons admis que le coefficient massique d'absorption des rayons β du Ra E dans

les corps simples à numéro atomique élevé était celui que permet de calculer la relation $\frac{\mu}{\rho} = 15 + 0,142.N$ établie pour les corps légers, ce qui donne en particulier pour l'or ($N = 79$) : $\frac{\mu}{\rho} = 26,2$. Traçons donc à la courbe expérimentale CC' (fig. 11) une tangente TT' ayant une pente correspondant au coefficient calculé $\frac{\mu}{\rho} = 26,2$.

Nous admettrons encore que, si le phénomène nouveau

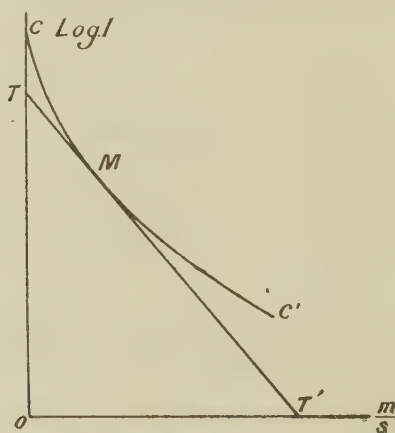


Fig. 11.

n'existait pas, la courbe d'absorption serait CMT' , analogue aux courbes d'absorption relatives aux corps légers, avec une partie rectiligne finale MT' . Ce qui nous confirme dans notre hypothèse, c'est que si nous décomposons la courbe CMT' comme nous l'avons fait pour les courbes des corps légers (chapitre III, § 3), nous pouvons mettre en évidence un phénomène initial (dispersion) caractérisé par un coefficient $\frac{\sigma}{\rho}$ qui correspond bien à la valeur calculée par la formule :

$$(II) \quad \frac{\sigma}{\rho} = 65 + 0,615.N \quad (\text{chapitre III, § 5})$$

Le seul effet du phénomène nouveau serait donc de relever la courbe en MC' au lieu de la laisser rectiligne en MT' . Nous pourrions par une méthode analogue à celle que nous avons employée plus haut en ce qui concerne la partie curviligne initiale, décomposer la partie curviligne finale de la façon suivante ; nous retrancherons l'intensité théorique (correspondant à la droite MT') de l'intensité observée (correspondant à la courbe expérimentale MC'), afin d'obtenir par sous-

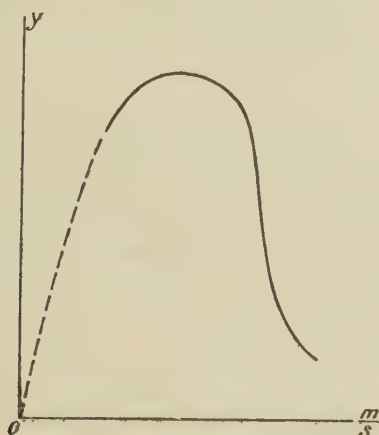


Fig. 12.

traction l'intensité supplémentaire due au phénomène nouveau.

Si nous traçons la courbe de variation de cette intensité supplémentaire Y en fonction de la masse superficielle des écrans, nous obtiendrons l'aspect représenté figure 12, avec un maximum très net.

§ 3. *Interprétation.* — Nous avons pensé, pour interpréter ce résultat, à la production de rayonnement secondaire au sein de l'absorbant, ce rayonnement secondaire étant naturellement, lui aussi, absorbé dans l'écran après sa production.

Un problème de ce genre a été soumis au calcul par Mme J. S. Lattès (1). Il s'agit de la production et de l'absorption simultanées d'un rayonnement secondaire engendré par les rayons primaires d'une ampoule de radium. Nous ne reproduirons pas ici le raisonnement de Mme Lattès, mais nous utiliserons l'expression finalement obtenue par elle pour l'intensité du rayonnement secondaire :

$$Y = \frac{k \frac{\mu}{\rho} I_0}{\frac{\mu}{\rho} - \frac{\mu'}{\rho}} \left(e^{-\frac{\mu'}{\rho} \frac{m}{s}} - e^{-\frac{\mu}{\rho} \frac{m}{s}} \right)$$

où k est un coefficient de rendement, $\frac{\mu}{\rho}$ le coefficient massique d'absorption du rayonnement primaire producteur, $\frac{\mu'}{\rho}$ le coefficient massique du rayonnement secondaire produit, et I_0 l'intensité initiale du rayonnement primaire.

La fonction $Y = f\left(\frac{m}{s}\right)$ est bien susceptible d'avoir un maximum, puisque la dérivée :

$$\frac{dY}{d\left(\frac{m}{s}\right)} = \frac{k \frac{\mu}{\rho} I_0}{\frac{\mu}{\rho} - \frac{\mu'}{\rho}} \left(\frac{\mu}{\rho} e^{-\frac{\mu'}{\rho} \frac{m}{s}} - \frac{\mu'}{\rho} e^{-\frac{\mu}{\rho} \frac{m}{s}} \right)$$

s'annule pour :

$$\frac{\mu}{\rho} e^{-\frac{\mu'}{\rho} \frac{m}{s}} = \frac{\mu'}{\rho} e^{-\frac{\mu}{\rho} \frac{m}{s}}$$

le maximum a donc lieu pour :

$$\frac{m}{s} = \frac{\text{Log}_{\text{nép}} \frac{\mu}{\rho} - \text{Log}_{\text{nép}} \frac{\mu'}{\rho}}{\frac{\mu}{\rho} - \frac{\mu'}{\rho}}$$

De plus on peut, par approximations successives, donner à

(1) J. S. LATTÈS, *C. R.*, t. 180, p. 1400, 1925.

$\frac{\mu'}{\rho}$ une valeur telle que la courbe représentative de la fonction Y coïncide d'une façon très satisfaisante avec la courbe expérimentale de la figure. C'est cette valeur du coefficient massique $\frac{\mu'}{\rho}$ qui caractérisera pour nous la qualité du rayonnement secondaire produit.

§ 4. Résultats. — Voici les résultats numériques que nous avons obtenus en ce qui concerne la production de rayonnement secondaire au sein des éléments à numéro atomique élevé :

Absorbant	Numéro atomique N	$\frac{\mu}{\rho}$ calculé admis pour le rayonnement primaire	$\frac{\mu'}{\rho}$ déduit des résultats expérimentaux pour le rayonnement secondaire
Platine	78	26,08	14,7
Or	79	26,22	14,6
Thallium	81	26,50	14,5
Plomb	82	26,64	14,3

Le coefficient massique d'absorption du rayonnement secondaire étant plus petit que celui du rayonnement primaire, on pourrait penser que le rayonnement secondaire est de nature électromagnétique. En tout cas son coefficient d'absorption varie peu, avec le numéro atomique du corps considéré, qui est à la fois radiateur et absorbant.

On peut essayer de calculer la longueur d'onde du rayonnement secondaire, à supposer qu'il soit de nature électromagnétique, par la formule en λ^3 . Mais les résultats obtenus dans cette voie n'apportent rien d'intéressant. Malgré cela notre méthode d'investigation semble légitime parce que

d'une part elle respecte dans le début de la courbe d'absorption l'existence du « phénomène initial » avec vérification quantitative du coefficient $\frac{\sigma}{\rho}$, et que d'autre part elle met en évidence un phénomène final qui se laisse aisément calculer par la formule de la production-absorption du rayonnement secondaire.

CHAPITRE V

Absorption des rayons β du radium E dans les corps composés.

Pour étudier l'absorption dans les corps composés, nous avons dû modifier un peu le dispositif expérimental, puisque très peu de corps composés se laissent façonner en lames analogues à des lames métalliques. La méthode des cuvettes à fond mince, que nous décrirons en premier lieu, nous a permis d'étudier les corps en poudre, et nous en avons profité pour revenir sur quelques corps simples. Nous allons étudier ensuite le dispositif des cuves de verre qui nous a permis de déterminer le coefficient d'absorption de quelques liquides. Puis nous définirons la loi d'additivité à laquelle nous avons rapporté tous les résultats, afin de classer les corps composés en normaux et anormaux. Nous donnerons ensuite les résultats numériques, et enfin l'interprétation de ces résultats.

§ 1^{er}. Méthode des cuvettes à fond mince. — Après diverses tentatives infructueuses pour obtenir par compression de corps composés en poudre des lames ayant une cohésion suffisante, ou encore pour obtenir des écrans de corps composés en laissant cristalliser des solutions sur du papier-filtre, nous nous sommes arrêtés, pour l'étude des corps en poudre, à l'emploi de cuvettes à fond mince. Ces cuvettes étaient constituées par une feuille d'aluminium de 0,04 mm. d'épaisseur serrée et tendue entre deux anneaux plats de laiton de 40 mm. de diamètre intérieur, 60 mm. de diamètre

extérieur et 1,5 ou 3 mm. d'épaisseur vissés l'un sur l'autre (fig. 13).



Fig. 13.

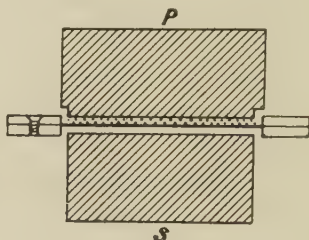


Fig. 14.

Le corps à étudier, préalablement réduit en poudre aussi fine que possible, était uniformément tassé dans la cuvette au moyen d'un piston plan de laiton P, le fond de la cuvette étant soutenu par un support cylindrique plan S (fig. 14).

Le fond d'aluminium réduisait l'intensité initiale de 100 à 75 environ et avait pour effet de masquer presque entièrement le phénomène initial (dispersion) des courbes d'absorption (L'intensité mesurée après interposition d'une cuvette vide étant prise comme intensité initiale).

Nous avons 8 cuvettes, dont 2 avec un rebord de 3 mm.

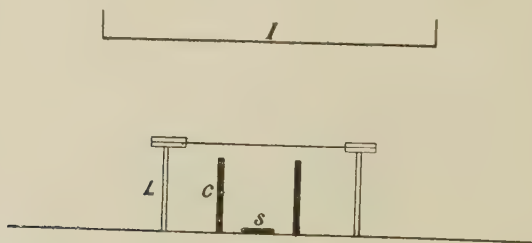


Fig. 15.

pour obtenir des couches épaisses dans le cas des substances légères. Chaque cuvette était destinée à l'obtention d'un point de la courbe d'absorption. Pour l'utilisation, ces

cuvettes étaient supportées au-dessus du plan de la source par une portion de tube de laiton L de 50 mm. de diamètre et de hauteur suffisante pour amener le fond de la cuvette à une très petite distance au-dessus de la partie supérieure du canaliseur C (fig. 15), au-dessous de la chambre d'ionisation I, dans des conditions expérimentales aussi rapprochées que possible de celles que nous avons lors de l'emploi de lames métalliques.

La préparation des écrans consistait donc à remplir inégalement les 8 cuvettes du corps à étudier, en couches bien homogènes. La masse superficielle des écrans ainsi obtenus était déterminée par la suite de la façon suivante : chaque cuvette était pesée pleine, puis vide, et le poids de substance obtenu par soustraction était divisé par la surface de la cuvette connue une fois pour toutes et égale à 12 cm^2 57.

Il faut noter que les 8 fonds de cuvette étaient découpés dans la même feuille d'aluminium, afin que toutes les cuvettes soient comparables à vide au point de vue de l'absorption. Leur équivalence sous ce rapport était vérifiée une fois pour toutes.

§ 2. Justification de cette méthode. — Afin de voir si l'emploi de cette méthode était bien légitime, nous l'avons tout d'abord appliquée à des corps simples dont nous avons mesuré par ailleurs le coefficient d'absorption : le carbone et l'aluminium. Nous avons utilisé le premier sous forme de noir de fumée, le second sous forme de poudre très fine du commerce. Les résultats ont été les suivants :

Absorbant	Numéro atomique N	$\frac{\mu}{\rho}$ calculé par la loi linéaire	$\frac{\mu}{\rho}$ observé sur le corps en lames	$\frac{\mu}{\rho}$ observé sur le corps en poudre
Carbone. . . .	6	15,85	15,8	15,9
Aluminium. . .	13	16,85	16,9	16,85

On voit que l'accord est excellent.

Nous avons encore appliqué la méthode à la détermination du coefficient massique d'absorption de quelques corps simples que l'on ne peut obtenir en lames : soufre, sélénium, antimoine, tellure. Voici les résultats obtenus :

Absorbant	Numéro atomique N	$\frac{\mu}{\rho}$ calculé par la loi linéaire	$\frac{\mu}{\rho}$ observé
Soufre	16	17,27	18,53
Sélénium	34	19,83	19,8
Antimoine	51	22,24	22 à 22,5
Tellure	52	22,38	22,2

Il faut remarquer que les résultats relatifs aux poudres lourdes manquent un peu de précision. En effet :

1° Les derniers points de la courbe sont inutilisables en raison du relèvement provoqué par le rayonnement secondaire qui commence à se manifester ; 2° les premiers points de la courbe sont trop rares en raison de la difficulté qu'il y a à obtenir des couches de poudre excessivement minces et cependant homogènes.

Mais le fait le plus intéressant à constater est l'anomalie du soufre, dont le coefficient d'absorption μ , au contraire, été déterminé avec une grande précision, à l'aide de diverses variétés de soufre, en plusieurs expériences distinctes (fleur de soufre, soufre précipité, soufre fondu pilé). Le soufre est le seul des corps simples étudiés qui ait présenté une anomalie par rapport à la loi linéaire. Sans chercher pour le moment à expliquer cette anomalie, nous admettons comme coefficient massique d'absorption du soufre vis-à-vis des rayons β du Ra E la valeur observée 18,53. Nous reviendrons plus loin, à propos des corps composés, sur cette anomalie du soufre.

§ 3. **Méthode des cuves de verre.** — Afin d'étudier l'absorption dans quelques composés liquides (voir Borodowski, index 21), nous avons construit de petites cuves de verre à faces parallèles et à parois minces, en employant des lamelles de microscope de 50×32 mm. et 0,13 à 0,15 mm. d'épaisseur. Ces lamelles étaient préalablement maintenues écartées parallèlement par des cales d'épaisseur choisie, puis les bords étaient collés sur trois côtés à l'aide de ciment des dentistes, qui adhère bien au verre, sèche rapidement et a l'avantage sur les mastics ordinaires et le baume du Canada d'être insoluble dans les solvants tels que le sulfure de carbone et le tétrachlorure de carbone. Après la prise du ciment les cales étaient enlevées et la cuvette était prête pour l'emploi.

Nous avons ainsi préparé 6 cuvettes d'épaisseur variant de 0,4 à 2 mm., mais toujours suffisamment petite pour que la capillarité empêche le liquide de couler lorsque la cuvette est placée horizontalement. Pour remplir les cuvettes, nous avons utilisé une seringue de Pravaz à aiguille fine, particulièrement commode pour cet usage.

La masse de la lame liquide était mesurée par deux pesées (cuve vide, cuve pleine) et sa surface était évaluée aussi exactement que possible à l'aide de papier millimétrique. Pour l'utilisation, ces cuvettes étaient directement posées sur le canaliseur de rayonnement, exactement comme les lames métalliques.

L'absorption produite par les deux faces de la cuve vide était considérable, réduisant l'intensité dans le rapport de 100 à 20 environ, et comme ce rapport n'était pas constant d'une cuve à l'autre, il fallait avant tout mesurer l'intensité à travers chaque cuve vide, et ramener ensuite toutes les intensités à une même intensité initiale arbitraire.

Une autre difficulté provenait de l'évaporation rapide de liquides tels que le sulfure ou le tétrachlorure de carbone. Il fallait veiller à ce que la surface du canaliseur soit toujours entièrement couverte par la lame liquide, et opérer les

pesées rapidement et avec le plus grand soin (tâche facilitée par l'emploi des balances Curie munies d'amortisseurs à air). Enfin les petites cuves étaient extrêmement fragiles et leur transport nécessitait beaucoup de précautions.

§ 4. *Loi d'additivité.* — Avant de donner les résultats numériques obtenus par ces différentes méthodes pour les corps composés, nous allons définir la *loi d'additivité* qui nous a semblé permettre un classement de ces résultats.

Soit $A^m B^n \dots$ un corps composé. Soient $P_A, P_B \dots$ les masses atomiques des éléments A, B, ... et

$$M = m.P_A + n.P_B + \dots$$

la masse moléculaire du composé envisagé. $\frac{m.P_A}{M}, \frac{n.P_B}{M} \dots$ représentent les proportions en poids de chaque composant dans le composé. Soient maintenant $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A, \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_B \dots$ les coefficients massiques d'absorption des rayons β du Ra E, respectivement dans les éléments A, B, ..., ces coefficients étant calculés d'après la loi linéaire :

$$\frac{\mu}{\rho} = 15 + 0,142.N.$$

Si l'on admet que chaque composant intervient avec son coefficient propre suivant sa proportion en poids dans le composé, le coefficient massique du composé sera :

$$\begin{aligned} \frac{\mu}{\rho} &= \frac{mP_A}{M} \cdot \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A + \frac{nP_B}{M} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_B + \dots \\ &= \frac{mP_A \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A + nP_B \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_B + \dots}{M} \end{aligned}$$

C'est cette relation que nous désignerons sous le nom de loi d'additivité, ce qui va nous permettre de classer (arbitrairement dans une certaine mesure) les corps composés en

normaux et *anormaux*. Dire que les corps composés normaux suivent la loi d'additivité, c'est dire que dans ces composés l'état d'association moléculaire ne modifie pas le coefficient d'absorption des atomes vis-à-vis des rayons β , et que le composé se comporte, à l'égard de ces rayons, comme un simple mélange.

La loi d'additivité ci-dessus a encore une autre signification : considérons en effet un écran du corps simple A qui contiendrait un atome-gramme d'élément par cm^2 . Un tel écran produirait un abaissement d'intensité qui rapporté à l'intensité initiale serait proportionnel à $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A P_A$, grandeur que nous appellerons : fraction de rayonnement absorbée par atome. On définirait de même, pour le corps composé, une fraction de rayonnement absorbée par molécule $\frac{\mu}{\rho} M$. Écrivons que la fraction de rayonnement absorbée par molécule est égale à la somme des fractions de rayonnement absorbées par atome. Il vient :

$$\frac{\mu}{\rho} M = m \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A P_A + n \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_B P_B + \dots$$

d'où la loi d'additivité :

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{m P_A \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A + n P_B \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_B + \dots}{M}$$

§ 5. Résultats numériques. — En dehors des corps composés que nous avons étudiés en poudre par la méthode des cuvettes à fond mince ou liquides par la méthode des cuves de verre, nous avons déterminé le coefficient massique d'absorption relatif à quelques corps composés que l'on peut obtenir en lames, soit par clivage (gypse), soit par fusion (quartz, nitrates de soude et de potasse, sulfate acide de potassium, naphthaline, camphre).

Nous donnons dans le tableau ci-dessous les coefficients massiques d'absorption des rayons β du Ra E dans 24 corps composés classés comme nous l'avons dit par rapport à la loi d'additivité en normaux, anormaux proprement dits et anormaux par l'eau de constitution. Cette dernière catégorie est légitimée par le fait que toutes les molécules contenant de l'eau se sont montrées anormales, plus anormales même que ne le comportait l'anomalie de l'eau, elle-même directement constatée.

Catégorie	Absorbant	Forme sous laquelle il a été étudié	μ calculé par la loi d'additivité	μ observé	Ecart à la loi
Normaux	SiO ²	lames de quartz	16,5	16,3	— 1
	MnO ²	en poudre	17,7	17,8	+ < 1
	MgO	id.	16,5	16,5	0
	Al ² O ³	id.	16,5	16,8	+ < 2
	BO ³ H	id.	16,0	16,2	+ 1
	KBr	id.	19,2	19,2	0
	NO ² Na	fondue en lames	16,2	16,2	0
	NO ³ K	id.	16,7	compatible	
	SO ⁴ HK	id.	16,8	16,9	+ < 1
	Diphényle	en poudre	15,8	16,2	+ < 3
	Naphtaline	fondue en lames	15,8	15,8	0
	Ac. picrique	en poudre	16,0	15,9	— < 1
	CCl ⁴	liquide	17,3	17,1	— 1
	CS ²	id.	18,1	18,2	+ < 1
Anormaux proprement dits	H ² O	liquide	16,0	17,4	+ 9
	ZnS	en poudre	17,0	19,4	+ 14
	CaF ²	id.	17,1	19,3	+ 13
	Fe(CN) ⁶ K ³	id.	17,0	21,7	+ 28
	Urée	id.	16,0	17,6	+ 10
	Camphre	fondue en lames	15,8	17,3	+ 10
Anormaux par l'eau qu'ils renferment	SO ⁴ Ca, 2H ² O	gypse clivé	16,7	18,2	+ 10
	(COOH) ² , 2H ² O	en poudre	16,0	17,3	+ 8
	As ² S ³ , 6H ² O	id.	18,7	21,0	+ 12
	Alun de K (24H ² O)	id.	16,4	18,7	+ 14

§ 6. Conclusions à tirer de ces résultats. — Dans ce tableau nous pouvons constater que :

1° L'anomalie du soufre se conserve quantitativement dans le sulfure de carbone ; le coefficient $\frac{\mu}{\rho}$ relatif à ce liquide est en effet 18,2 et il serait 17,1 si l'anomalie ne se conservait pas. Le coefficient calculé en tenant compte de l'anomalie est 18,1. Le sulfure de carbone est donc normal vis-à-vis de la loi d'additivité ;

2° Dans tous les cas où il y a écart notable à la loi d'additivité, cet écart est positif : le coefficient observé est *plus grand* que le coefficient calculé d'après la loi ;

3° L'eau est anormale, et tous les composés dont la molécule renferme de l'eau sont eux-mêmes anormaux ;

4° Alors que le plus grand nombre d'associations moléculaires n'influent pas sur le coefficient d'absorption, certaines autres au contraire interviennent dans le phénomène d'absorption comme si, dans ces associations, les atomes étaient unis plus intimement que dans les premières, ou comme si les atmosphères électroniques, qui produisent vraisemblablement l'absorption, étaient modifiées dans les composés anormaux. De ce point de vue le ferricyanure de potassium est un composé très intéressant, car la courbe d'absorption qui lui correspond présente le même aspect que les courbes obtenues avec les corps simples lourds, tels que l'or (chapitre IV, fig. 10). On pourrait imaginer qu'il existe dans la molécule de ferricyanure de potassium un groupement de plusieurs atomes très intimement liés qui se comporte comme un seul atome lourd.

Il n'est pas impossible que des groupements tels que CO, CN, se comportent vis-à-vis des rayons β comme de gros atomes. Cette notion d'individualité des groupements se retrouve d'ailleurs dans l'étude de la structure cristalline par les rayons X et dans la chimie elle-même.

Quoi qu'il en soit, et dans l'état actuel de ces investigations, la loi d'additivité semble valable pour la majorité des composés anhydres. Les conditions dans lesquelles certaines associations d'atomes font exception à cette loi restent à préciser.

CHAPITRE VI

Absorption des rayons β du radium E dans les corps composés en solution.

C'est sous forme de solutions que nous avons d'abord songé à étudier les corps composés. Mais les résultats obtenus nous avaient immédiatement amené à penser que l'état de dissolution dans l'eau modifiait le coefficient massique d'absorption. Nous avons donc abandonné cette méthode comme méthode principale, mais les résultats qu'elle a fournis peuvent être rapprochés d'une façon intéressante de ceux que nous avons obtenus avec les corps composés hydratés (chapitre V, §§ 5 et 6). Nous décrirons donc le dispositif expérimental employé dans ces anciennes expériences, le calcul des résultats bruts et les résultats proprement dits. Nous envisageons ensuite leur interprétation et les conclusions qu'on en peut tirer.

§ 1^{er}. Dispositif expérimental. — Pour étudier l'absorption dans les corps composés en solution, nous avons utilisé une petite cuve de verre à parois minces analogue à celles qui ont été employées pour déterminer les coefficients d'absorption dans les liquides (chapitre V, § 3), les deux faces parallèles minces étant écartées cette fois par un bâti de verre de 1 mm. d'épaisseur, le tout étant collé au baume du Canada. La figure 16 représente cette cuve. Nous employions une seule cuve, en y introduisant successivement des solutions de concentrations différentes préparées à l'avance avec le plus grand soin, à raison de 10, 20, 30, 40, 50 g. de sel pour 100 cm³ de

solution. Une pipette neuve à pointe fine était affectée à chacune de ces solutions et servait au remplissage de la cuve, puis à sa vidange. Entre chaque mesure la cuve était lavée plusieurs fois à l'eau bi-distillée, puis soigneusement séchée.

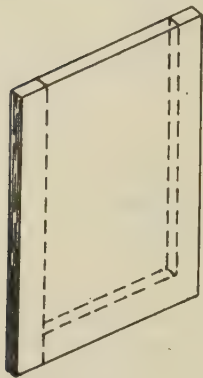


Fig. 16.

Enfin, pour utiliser au mieux le faisceau de rayonnement, étant donnée la surface utile de la cuve, nous avons remplacé le canaliseur carré de 20/20 mm. par un canaliseur rectangulaire de 20/30 mm. sans rien changer d'autre au dispositif expérimental. La cuve était posée directement sur le canaliseur.

§ 2. **Calcul des résultats.** — Nous avons appliqué cette méthode à des solutions aqueuses, mais il est évident qu'elle serait également valable pour d'autres solvants.

Rappelons que nous cherchons à mesurer, *non pas le coefficient massique d'absorption de la solution, mais celui du sel dissous*. Nous ferons l'hypothèse suivante : tout se passe comme si le rayonnement traversait d'abord une lame d'eau pure qui réduit son intensité dans une certaine proportion, puis une lame de sel pur, dans lequel il s'absorbe encore, avec un coefficient que nous cherchons à calculer.

Les masses superficielles respectives de ces deux lames hypothétiques dépendent de la concentration de la solution. Désignons par :

a, l'intensité du rayonnement après interposition de la cuve vide ;

b, l'intensité du rayonnement après interposition de la cuve pleine d'eau pure ;

c, la concentration de la solution, en *grammes* de sel pour 100 cm³ de solution ;

d , l'intensité du rayonnement après interposition de la cuve pleine de la solution de concentration c ;

e , l'épaisseur de la lame liquide, en centimètre ;

ρ , la masse spécifique du sel étudié.

Considérons *un centimètre carré* de la surface utile de la cuve (surface traversée par le rayonnement). Le volume correspondant de la lame de solution est e cm³. Puisque 100 cm³ de solution renferment par définition c g. de sel,

e cm³ en contiennent $\frac{c.e}{100}$ g., occupant un volume de $\frac{c.e}{100\rho}$ cm³.

Sur les e cm³ envisagés, il y a donc $\frac{c.e}{100\rho}$ cm³ occupés par le sel dissous, et l'eau occupe le volume restant, c'est-à-dire

$e - \frac{c.e}{100\rho}$ cm³. Le poids de cette eau est donc : $e\left(1 - \frac{c}{100\rho}\right)$ g.

Les masses superficielles des lames d'eau et de sel hypothétiquement séparées sont donc : $e\left(1 - \frac{c}{100\rho}\right)$ g./cm² pour l'eau

et $\frac{c.e}{100}$ g./cm² pour le sel, puisque nous avons raisonné pour une surface de 1 cm².

Lorsque nous avons introduit de l'eau pure dans la cuve, nous avons créé une lame d'eau pesant superficiellement e g./cm². D'après les définitions que nous avons données ci-dessus, cette lame produit un abaissement d'intensité caractérisé par la différence des logarithmes : $\log a - \log b$. Dans le cas de la solution, la lame d'eau qui pèse superficiellement $e\left(1 - \frac{c}{100\rho}\right)$ g./cm² produit donc un abaissement d'intensité caractérisé par :

$$\frac{e\left(1 - \frac{c}{100\rho}\right)}{e} \cdot (\log a - \log b) \\ = \left(1 - \frac{c}{100\rho}\right) (\log a - \log b)$$

a étant l'intensité du rayonnement mesurée à travers la cuve

vide, l'intensité du rayonnement qui a traversé en plus la lame d'eau hypothétique est donc f telle que :

$$\log f = \log a - \left(1 - \frac{c}{100 \rho}\right) (\log a - \log b).$$

Telle est l'intensité du rayonnement qui aborde la lame hypothétique de sel pur, dans le cas de la solution de concentration c . Afin de ramener tous les résultats à la même intensité initiale, nous prendrons comme intensité initiale arbitraire la plus grande valeur de f , c'est-à-dire celle qui correspond à la plus grande concentration employée c_m . Soit f_m cette intensité initiale. Nous avons :

$$\log f_m = \log a - \left(1 - \frac{c_m}{100 \rho}\right) (\log a - \log b).$$

Pour obtenir l'intensité définitive correspondant à la solution de concentration c , il suffit de ramener l'intensité mesurée correspondante d à la valeur initiale conventionnelle. Soit I l'intensité définitive. Nous avons :

$$\log I = \log d + \log f_m - \log f,$$

ou :

$$\log I = \log d - (\log a - \log b) \left[1 - \frac{c_m}{100 \rho} - \left(1 - \frac{c}{100 \rho}\right)\right],$$

ou :

$$\log I = \log d + \frac{(\log a - \log b) (c_m - c)}{100 \rho}.$$

On calcule une fois pour toutes la quantité :

$$k = \frac{\log a - \log b}{100 \rho},$$

puis pour chaque mesure, c'est-à-dire pour chaque valeur de la concentration c , on calcule $\log I = \log d + k (c_m - c)$.

Pour construire la courbe d'absorption, il suffit mainte-

nant de porter en ordonnées les valeurs de $\log I$ et en abscisses les valeurs correspondantes de la masse superficielle du sel $\frac{c.e}{100}$.

§ 3. Résultats. — Nous avons étudié par cette méthode les bromures de potassium et de sodium, et les iodures des mêmes métaux. Nous donnons ici comme exemple la courbe relative au bromure de sodium (fig. 17). On voit que cette

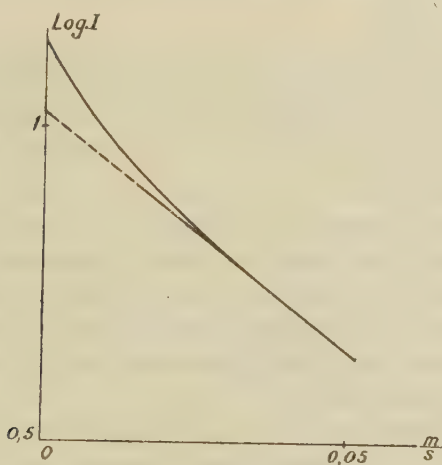


Fig. 17.

courbe présente une concavité tournée vers le haut tout le long de son parcours. Il en est de même pour les courbes relatives aux autres corps étudiés. Il est donc impossible de déterminer les coefficients d'absorption.

§ 4. Interprétation des résultats. — Cependant nous pouvons constater que la pente finale de la courbe correspond au coefficient d'absorption que l'on calcule par la loi d'additivité définie au chapitre précédent (pente tracée en pointillé sur la figure 17). Mais cette fois le relèvement initial de la courbe

n'est pas dû au phénomène de dispersion qui est entièrement masqué par les parois de verre de la cuve. Le fait que la pente initiale de la courbe indique un coefficient beaucoup plus grand que le coefficient calculé pourrait être dû à ce que les premiers points de la courbe correspondent à des déterminations effectuées avec des solutions étendues ; dans ces solutions l'eau, comme dans les corps hydratés, modifie probablement la liaison des atomes dans la molécule au point d'augmenter considérablement les coefficients d'absorption (chapitre V, § 6).

A titre d'indication, le coefficient $\frac{\mu}{\rho}$ correspondant à la pente initiale de la courbe de la figure 17 est voisin de 29, tandis que le coefficient final, $\frac{\mu}{\rho} = 19,2$, est égal au coefficient calculé.

En définitive, l'eau, qui est elle-même un corps composé anormal vis-à-vis de la loi d'additivité, semble avoir aussi la curieuse propriété, dans certaines conditions (solutions étendues et sels hydratés), de *modifier le coefficient d'absorption des corps composés avec lesquels elle est en contact plus ou moins intime*.

Cette propriété semble devoir être rapprochée de la propriété ionisante de l'eau puisque l'ionisation, elle aussi, augmente lorsqu'on passe des solutions concentrées aux solutions étendues.

Rappelons également que l'eau se comporte aussi d'une façon anormale pour l'absorption des rayons α .

CHAPITRE VII

Expériences diverses effectuées à l'aide du radium E.

Nous allons décrire maintenant quelques expériences relatives aux rayons β du Ra E, qui ne rentrent pas dans le cadre des précédents chapitres. Nous nous occuperons tout d'abord des expériences relatives à la détermination de la période de décroissance du Ra E, puis d'expériences destinées à préciser le rôle du phénomène de dispersion. Enfin nous mentionnerons des expériences ayant trait au mécanisme même de l'absorption, et à l'absorption dans des mélanges.

§ 1^{er}. **Période du Radium E.** — Nous avons eu l'occasion de travailler antérieurement aux différentes recherches exposées jusqu'ici, avec une préparation de Ra E exempt de Ra D. Nous avons alors déterminé la période de demi-décroissance du Ra E. Voici quelques renseignements sur la façon dont cette constante a été déterminée :

Le Ra E était préparé à partir de plomb contenant un mélange de Ra (D + E). L'insolubilité du nitrate de plomb dans l'acide nitrique concentré permet d'obtenir : d'une part, des cristaux de Plomb-Ra D ; d'autre part, une liqueur nitrique considérablement enrichie en Ra E. Cette liqueur est évaporée ; le résidu, repris par l'eau, est mis en contact avec de petits disques de nickel sur lesquels il laisse déposer la majeure partie de son Ra E. La source I était constituée par l'un de ces disques de nickel. Sur d'autres disques, le dépôt était repris par l'acide chlorhydrique, additionné d'aluminium, puis précipité par l'ammoniaque, afin de substituer

l'aluminium au nickel comme support du Ra E. Une partie du précipité, recueillie sur le filtre, constituait la source II. Enfin la source III était le filtre lui-même.

Les mesures d'intensité étaient faites à l'aide du dispositif décrit au chapitre II, la source se trouvant à 25 cm. de la

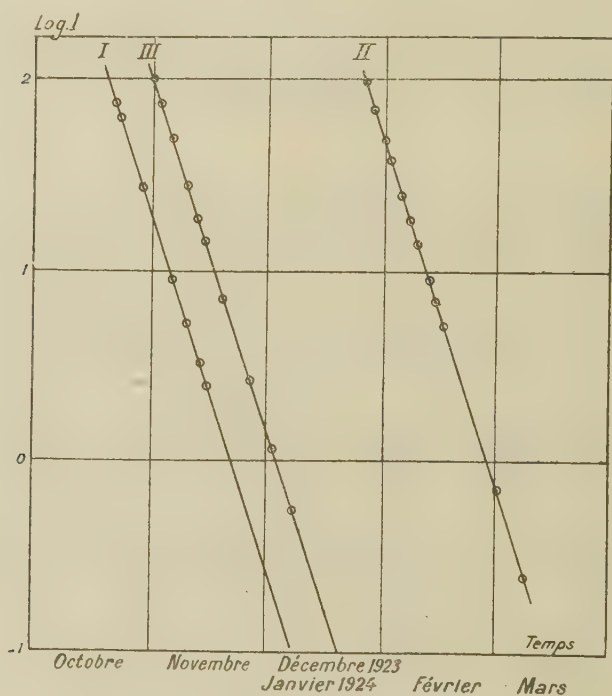


Fig. 18.

chambre d'ionisation. Afin d'évaluer la correction due aux variations de pression et de température, nous avons mesuré régulièrement un étalon de Ra(D + E) dans les mêmes conditions que la source de Ra E.

Les mesures ont porté sur un assez grand nombre de périodes : 5 à 6 pour les sources I et III, près de 9 pour la source II. Après quoi nous avons laissé passer deux mois

avant d'évaluer par plusieurs mesures espacées d'une semaine, la valeur résiduelle de chacune des sources (due aux traces de Ra D). Cette intensité résiduelle ayant été retranchée de chaque valeur trouvée pour l'intensité, nous avons finalement obtenu, en passant aux logarithmes, les droites de décroissance qui permettent de déterminer la période. La figure 18 représente ces droites. Les deux droites correspondant aux sources I et III fournissent une période de 4,86 jours ; la droite relative à la source II, 4,84 jours. Ces résultats nous conduisent à admettre, avec Thaller ⁽¹⁾, la valeur 4,85 jours pour la période de décroissance du Ra E.

Ce travail, effectué en 1923, n'a été publié par nous qu'en 1925 ⁽²⁾. Antérieurement, Antonoff ⁽³⁾ avait trouvé $T = 5,0$ jours. En 1924 Bastings ⁽⁴⁾ publia la valeur $T = 4,985$ jours. En 1926 Curtiss ⁽⁵⁾ a trouvé $T = 5,07$ jours ; il pense que la valeur de Thaller ne peut être maintenue. Mais peu après Mc Hutchison ⁽⁶⁾ a confirmé au contraire, avec $T = 4,9$ jours puis $T = 4,87$ jours, la valeur de Thaller et la nôtre. Il faut remarquer que ni Curtiss, ni Bastings n'ont opéré sur une durée aussi longue que 9 périodes. Nous conserverons donc jusqu'à nouvel ordre la période de 4,85 jours pour le radium E. Il faut remarquer que, si l'on omet de faire la correction de l'intensité résiduelle due au Ra D, on trouve une période comprise entre 5,0 et 5,2 jours.

§ 2. Expériences relatives à la dispersion. — Nous avons essayé de nous rendre compte par la méthode photographi-

⁽¹⁾ THALLER, *Wien. Ber.*, vol. 121, p. 1611, 1912.

⁽²⁾ G. FOURNIER, *C. R.*, t. 181, p. 502, 1925.

⁽³⁾ ANTONOFF, *Phil. Mag.*, vol. 19, p. 825, 1910.

⁽⁴⁾ BASTINGS, *Phil. Mag.*, vol. 48, p. 1075, 1924.

⁽⁵⁾ CURTISS, *Phys. Rev.*, sér. II, vol. 27, p. 672, 1926.

⁽⁶⁾ MC HUTCHISON, *Proc. Roy. Soc.*, sér. A, vol. 111, p. 134, 1926 et *Journ. Phys. Chem.*, vol. 30, p. 925, 1926.

que de l'effet de la dispersion. A cet effet nous avons employé un écran de plomb canaliseur représenté en coupe figure 19.

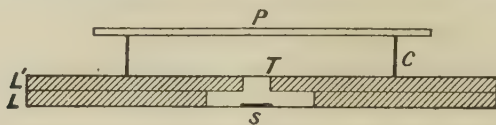


Fig. 19.

En T est percé un trou de 6 mm. de diamètre. L'épaisseur de chacune des deux lames de plomb L, L' est de 5 mm. La plaque photographique P est maintenue à 13 mm. au-dessus du canaliseur par une couronne C non entièrement fermée (fig. 20).

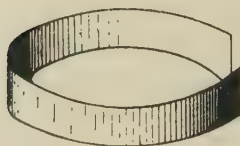


Fig. 20.

Si nous opérons sans écran, nous obtenons la plaque photographique une tache centrale relativement nette correspondant géométriquement aux dimensions de la source et du canaliseur (fig. 21). Si nous introduisons maintenant un écran de cuivre

de 0,1 mm. d'épaisseur juste à la sortie du canaliseur, en dessous de la couronne C, nous obtenons une impression de la plaque dans tout l'intérieur de la couronne (fig. 22). On peut même constater que le rayonnement dispersé « déborde » par l'ouverture de la couronne C. Cette expérience semble montrer qu'il suffit d'une très petite épaisseur d'absorbant pour obtenir la dispersion complète, comme nous l'avons laissé entrevoir plus haut (introduction, § 3 et chap. III, § 3) dans notre explication de la courbure initiale des courbes d'absorption.

Nous avons également effectué l'expérience suivante : plaçons la source S, non plus horizontalement dans l'axe de la chambre d'ionisation, mais verticalement dans un plan situé à 5 cm. de cet axe (fig. 23). Un petit rebord de plomb A

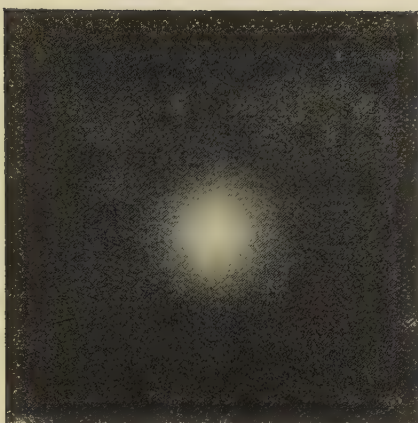


Fig. 21.



Fig. 22.

empêchera le rayonnement de la source de pénétrer directement dans la chambre d'ionisation I. On vérifie que l'intensité mesurée en présence de la source est peu différente du mouvement propre. Plaçons maintenant un écran E d'aluminium, incliné à 45° comme si nous voulions réfléchir vers

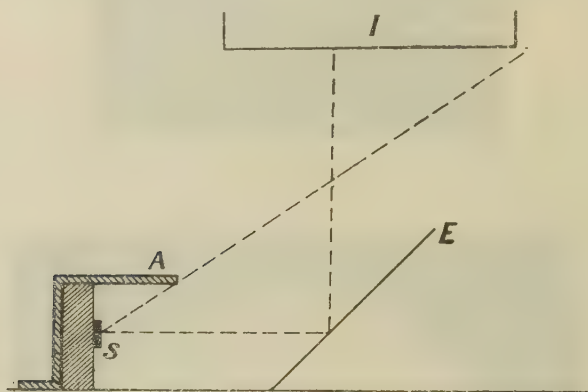


Fig. 23.

la chambre I le rayonnement de la source S. Nous mesurerons alors dans la chambre I un courant d'ionisation dont l'intensité peut atteindre 5 o/o de l'intensité de la source mesurée dans les conditions habituelles, ce qui montre l'importance considérable de la dispersion. L'écran E étant en aluminium, les rayons secondaires doivent intervenir très faiblement dans cette intensité dispersée.

§ 3. *Expérience des écrans discontinus.* — Considérons un écran mince de masse m et de surface S percé de trous. Soit kS la surface des trous, k étant compris par exemple entre 0,1 et 0,5. Absorbons dans cet écran un rayonnement β d'intensité initiale I_0 canalisé en un faisceau de section S . Pour calculer l'intensité du rayonnement à la sortie de l'écran, nous raisonnerons de la façon suivante :

Considérons l'intensité initiale I_0 comme proportionnelle au nombre des électrons β incidents. Soit $1/p$ le facteur de proportionnalité. Sur les $p \cdot I_0$ électrons incidents, d'après les lois de probabilité, $k \cdot p \cdot I_0$ rencontrent des trous et $(1 - k)p \cdot I_0$ rencontrent des pleins. Ceux qui rencontrent des trous passent comme s'il n'y avait pas d'écran. Nous avons donc, dans l'intensité finale I_1 , un premier terme égal à $k \cdot I_0$. Quant aux électrons qui rencontrent des pleins, ils ont à traverser une masse superficielle d'écran qui n'est pas m/S , mais bien $m/(1 - k)S$, quotient de la masse totale de l'écran par la surface réellement pleine. L'intensité qu'ils produisent à la sortie après absorption exponentielle est :

$$(1 - k)I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{m}{(1 - k)S}}$$

L'intensité finale totale I_1 est donc :

$$(A) \quad I_1 = k \cdot I_0 + (1 - k)I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{m}{(1 - k)S}}$$

Pour vérifier la validité de cette formule, nous avons opéré de la façon suivante : nous avons employé des écrans de plomb de 0,1 mm. d'épaisseur environ. Nous avons choisi le plomb pour que l'absorption produite soit suffisante malgré la minceur des écrans, minceur nécessaire d'autre part pour éviter les corrections d'obliquité. La surface utile S de l'écran était définie par la section droite du canaliseur employé (6 cm²). Dans l'intérieur de cette aire, nous avons percé 18 trous avec une mèche de 4 mm. de diamètre, à la machine à percer, la feuille de plomb étant maintenue et serrée entre deux plaques de laiton, de façon à ce que la machine perce dans l'ensemble des trous sans bavures, à surface bien définie. La surface totale des trous était donc $\frac{18 \pi (0,4)^2}{4} = 2,26 \text{ cm}^2 = k \cdot S$ avec $k = 0,38$ puisque $S = 6 \text{ cm}^2$.

L'écran ainsi obtenu était posé directement sur le canaliseur.

Nous donnons ci-dessous les intensités effectivement mesurées I , les intensités I_1 calculées par la formule A et, à titre de comparaison, les intensités I_2 que l'on calculerait par la formule :

$$I_2 = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot m/S}.$$

en supposant que l'écran percé de trous agit comme un écran continu de la même masse superficielle globale m/S :

	$\frac{m}{S}$ mgr./cm ²	$\frac{m}{(1-k)S}$	I observée	I_1 calculée	I_2 calculée
Premier écran .	45,1	72,4	80,0	80,7	51,9
Deuxième écran .	75,4	121,2	70,0	69,3	23,2

Ces résultats confirment nettement, on le voit, la formule A et le raisonnement qui y conduit. Ils montrent en outre qu'il devient illégitime de faire entrer dans les calculs la masse superficielle globale d'un écran mince ayant des trous dont la surface totale devient appréciable.

§ 4. **Expérience relative aux mélanges.** — Connaissant directement le coefficient massique d'absorption des rayons du Ra E dans l'aluminium ($\frac{\mu}{\rho} = 16,9$) et dans le cuivre ($\frac{\mu}{\rho} = 19,2$), nous avons fait un mélange de ces deux métaux en poudres fines, en mélangeant un atome-gramme de cuivre avec un atome-gramme d'aluminium. Dans ce cas la loi d'additivité relative aux corps composés :

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{m \cdot P_A \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_A + n \cdot P_B \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_B}{M}$$

(voir chap. V, § 4) devient :

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{mélange}} = \frac{P_{\text{Cu}} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{Cu}} + P_{\text{Al}} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{Al}}}{P_{\text{Cu}} + P_{\text{Al}}}$$

puisque $m = n = 1$.

L'expérience a, comme nous l'attendions, justifié cette formule, montrant que, malgré l'imperfection inévitable du mélange, cette addition d'aluminium et de cuivre a joué le même rôle qu'un composé de formule CuAl .

CHAPITRE VIII

Absorption des rayons β de l'Uranium X, des rayons β d'une ampoule de radium et des rayons β secondaires.

Tous les résultats que nous avons rapportés dans les précédents chapitres ont été obtenus avec les rayons β du Ra E provenant de la préparation de Ra(D + E) décrite au chapitre II, § 1^{er}. Il était intéressant de voir si ces résultats se maintenaient lors du changement de qualité du rayonnement, en particulier si la loi linéaire $\frac{\mu}{\rho} = a + b$. N'était valable pour d'autres rayons β que ceux du Ra E.

Dans ce but nous avons utilisé d'une part une source d'uranium X, produisant des rayons β plus pénétrants que ceux du Ra E ; d'autre part nous avons pu, en collaboration avec Mme J.-S. Lattès, étudier l'absorption des rayons β provenant d'une ampoule de radium, et même l'absorption des rayons β secondaires produits dans la matière par les rayons γ pénétrants de cette même ampoule de radium.

Nous allons décrire maintenant ces diverses expériences, leurs résultats, et les conclusions à en tirer.

§ 1^{er}. **Source d'uranium X.** — La source d'uranium X a été préparée à partir de nitrate d'urane purifié au laboratoire par Mme Cotelte. Cette source est en définitive constituée par une petite quantité d'hydroxyde de fer ayant servi d'entraîneur à l'uranium X (qui se trouvait en présence du nitrate d'urane dont la purification remontait à plusieurs mois). La

poudre, brune, se trouvait uniformément répandue dans le fond d'un petit godet de verre cylindrique de 18 mm. de diamètre, suffisamment petit pour entrer dans le canaliseur carré de 2/2 cm.

En même temps que nous faisons les mesures relatives

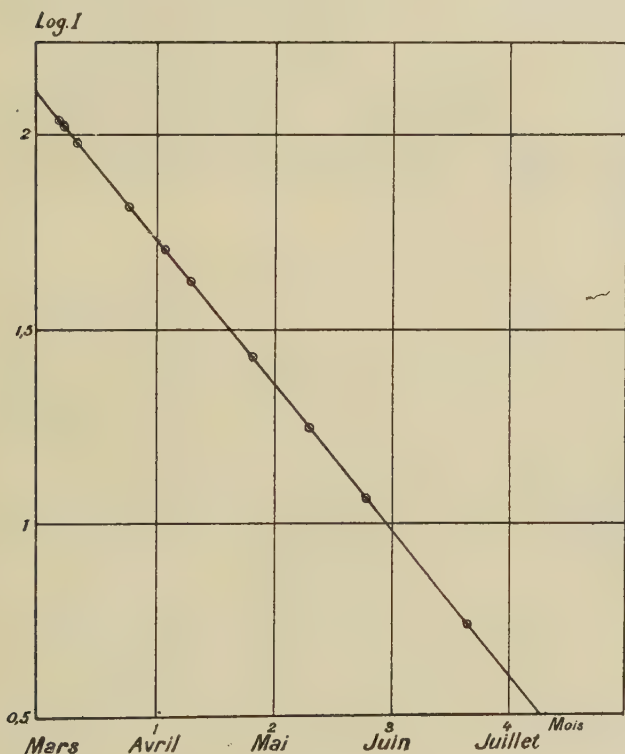


Fig. 24.

aux courbes d'absorption du rayonnement β de l'uranium X, nous avons déterminé sa période de demi-décroissance. Nous avons trouvé la valeur $T = 24,3$ jours (T compris entre 24,2 et 24,4) qui est en bon accord avec les résultats antérieurs. La figure 24 représente la droite logarithmique de décrois-

sance de l'UX, qui a été prolongée sur une étendue de 5 périodes environ.

§ 2. Résultats relatifs à l'uranium X. — Les courbes logarithmiques d'absorption présentent le même aspect général que celles qui sont relatives au rayonnement β du Ra E : début *légèrement* curviligne, puis longue partie rectiligne permettant de déterminer le coefficient d'absorption.

Nous avons étudié l'absorption du rayonnement de l'UX dans six corps simples : C, Al, Cu, Zn, Ag, Au. Voici les résultats obtenus, avec indication de quelques résultats antérieurs :

Absorbant	Densité	Numéro atomique	$\frac{\mu}{\rho}$ calculé	$\frac{\mu}{\rho}$ observé		
				par l'auteur	par Schmidt	par Hahn et Meitner
Carbone .	2,2	6	6,24	6,2		
Aluminium	2,6	13	6,63	6,6	5,4	6,2
Cuivre . .	8,9	29	7,53	7,5	7,0	
Zinc . . .	7,1	30	7,59	7,7		
Argent . .	10,5	47	8,54	8,7		
Or	19,3	79	10,3	9,9		

Ces résultats montrent que nous pouvons appliquer aux rayons β de l'UX la loi linéaire $\frac{\mu}{\rho} = a + b \cdot N$ avec les valeurs numériques suivantes : $a = 5,90$; $b = 0,0562$. C'est en effet d'après la formule $\frac{\mu}{\rho} = 5,90 + 0,0562 \cdot N$ qu'ont été obtenues les valeurs portées dans la colonne « $\frac{\mu}{\rho}$ calculé ». Notons encore que :

1° La masse superficielle nécessaire pour obtenir la dispersion complète est plus grande que dans le cas du radium E.

2° Le coefficient $\frac{\sigma}{\rho}$ relatif au phénomène initial est approximativement donné par la formule $\frac{\sigma}{\rho} = 43,2 + 0,406 \cdot N$. Il est possible que son existence soit due cette fois, non pas au phénomène de dispersion, mais à la présence d'un deuxième groupe absorbable dans le rayonnement β de l'UX (voir chapitre III, § 3).

3° Le relèvement final dû au rayonnement secondaire n'apparaît pas, même dans la courbe relative à l'or, métal lourd. Il est possible que le rayonnement secondaire produit soit trop pénétrant pour intervenir d'une façon appréciable.

§ 3. Décomposition du rayonnement du radium. — Une méthode que nous ne décrivons pas ici en détails, et qui comporte l'emploi d'un champ magnétique, a permis à Mme J. S. Lattès ⁽¹⁾ d'étudier séparément, dans le rayonnement complexe du radium, l'absorption des rayons β primaires, et de proposer une décomposition de ce rayonnement en « *groupes principaux* » tels que nous les avons définis plus haut (chap. I^{er}, § 1), c'est-à-dire tels que pour chacun de ces groupes le coefficient d'absorption soit indépendant de l'épaisseur d'absorbant traversée.

Ces groupes ont été caractérisés expérimentalement par leurs coefficients massiques d'absorption dans les six corps simples suivants : C, Al, Ag, Pt, Au, Pb, cette partie du travail ayant été effectuée par Mme Lattès en collaboration avec nous.

Les conditions expérimentales étaient très différentes de celles que nous avons décrites plus haut. D'autre part la méthode elle-même supprimait les rayons secondaires, de

(1) J. S. LATTÈS, *Thèse de Doctorat*, Paris 1926 (Masson, édit.) et *Annales de Physique*, X^e série, t. VI, p. 102, 1926.

sorte que les courbes relatives aux corps lourds ne présentent pas de difficulté particulière.

§ 4. Résultats relatifs aux rayons β primaires d'une ampoule de radium. — Les résultats ont montré l'existence de trois groupes principaux de rayons β . En réalité le groupe le plus absorbable correspond probablement au phénomène de dispersion, avec un coefficient $\frac{\sigma}{\rho}$ voisin de celui que nous avons obtenu avec les rayons β du Ra E. Mais le groupe moyen correspond à notre groupe de rayons β du radium E caractérisé par $\frac{\mu}{\rho} = 15 + 0,142.N$. A vrai dire ce groupe moyen renferme surtout un autre groupe, à coefficient d'absorption très voisin, émis par le Ra B. Il n'en est pas moins remarquable que nous retrouvons ici, par une méthode entièrement différente, et malgré la complexité du rayonnement du radium, le groupe principal de rayons β de son descendant le Ra E, avec son coefficient exactement égal à celui que nous avons pu déterminer directement à l'aide d'une source de Ra (D + E).

Enfin, le groupe le plus pénétrant est caractérisé par un coefficient massique d'absorption obéissant, lui aussi, à la loi linéaire sous la forme numérique :

$$\frac{\mu}{\rho} = 3,66 + 0,0348.N$$

on a en effet :

Absorbant	Numéro atomique	$\frac{\mu}{\rho}$ calculé	$\frac{\mu}{\rho}$ observé par l'auteur et Mme Lattès	$\frac{\mu}{\rho}$ observé par Godlewski	$\frac{\mu}{\rho}$ observé par Schmidt
Carbone .	6	3,87	3,9	4,3	5,0
Aluminium .	13	4,11	4,1		
Argent .	47	5,30	5,3		
Platine .	78	6,37	6,3		
Or .	79	6,41	6,4		
Plomb .	82	6,51	6,5		

Ce groupe pénétrant semble être constitué en majeure partie par les rayons β du Ra C.

§ 5. **Rayons β secondaires.** — Mme J. S. Lattès a encore, dans son travail, fait une étude complète, par voie d'absorption, du rayonnement β secondaire produit par les rayons γ primaires du radium. Ces rayons β secondaires, prenant naissance dans des radiateurs variés, étaient analysés par différents filtres. La technique par laquelle on a pu séparer les effets de « radiateur » et d'« analyseur » des écrans a été indiquée en détail dans la thèse déjà citée.

Une première série d'expériences, effectuée avec des filtres invariablement en aluminium, a montré que, *pour une forte proportion des rayons β secondaires produits dans un radiateur, la qualité de ces rayons est indépendante de la nature du radiateur.* Dans une deuxième série d'expériences, on a fait varier la nature des filtres analyseurs en même temps que celle du radiateur. On a donc obtenu les valeurs du coefficient massique d'absorption $\frac{\mu'}{\rho}$ du rayonnement β secondaire *de nature constante*, produit et absorbé dans les substances suivantes : C, Al, Ag, Pt, Au, Pb.

§ 6. **Résultats relatifs aux rayons β secondaires.** — Il était intéressant de savoir si les coefficients $\frac{\mu'}{\rho}$ obéissaient, eux aussi, à une loi linéaire. Les résultats réunis dans le tableau suivant montrent que l'accord est excellent :

Absorbant	Numéro atomique N	$\frac{\mu'}{\rho}$ calculé par la loi linéaire	$\frac{\mu'}{\rho}$ observé
Carbone	6	6,06	6,0
Aluminium	13	6,44	6,4
Argent	47	8,30	8,3
Platine	78	10,00	10,0
Or	79	10,05	10,1
Plomb	82	10,22	10,3

Et la loi linéaire prend cette fois la forme numérique :
 $\frac{\mu}{\rho} = 5,73 + 0,0547 \cdot N$, forme très comparable à celle que nous avons trouvée pour les rayons β de l'uranium X (§ 2).

§ 7. Expression générale de la loi linéaire. — De tous les résultats que nous venons de rapporter, il apparaît que la loi linéaire $\frac{\mu}{\rho} = a + b \cdot N$ est applicable non seulement aux rayons β du Ra E, mais encore à ceux de l'UX, aux rayons β primaires d'une ampoule de Ra, et même à des rayons β secondaires. Voici, en résumé, les valeurs des coefficients a et b dans ces différents cas. Nous indiquons aussi les valeurs du rapport a/b de ces coefficients. Nous allons du rayonnement le plus pénétrant au plus absorbable :

Provenance des rayons β	a	b	a/b
Radium C (?)	3,66	0,0348	105,2
Secondaires	5,73	0,0547	104,8
Uranium X.	5,90	0,0562	105,0
Radium E (et Ra B ?) . .	15	0,142	105,6

Nous constatons dans ce tableau que le rapport a/b des coefficients de la loi est approximativement constant et égal à 105 (Nous pouvons remarquer d'ailleurs qu'il en est de même pour les deux coefficients des expressions de $\frac{\sigma}{\rho}$). La loi générale $\frac{\mu}{\rho} = a + b \cdot N$ peut donc s'écrire :

$$\frac{\mu}{\rho} = b(105 + N).$$

Dans cette expression, que nous adopterons en définitive, le coefficient b caractérise la « qualité » des rayons β et le numéro atomique N caractérise la nature de l'absorbant.

Nous admettrons jusqu'à plus ample informé que cette formule est applicable à tous les rayons β dont la vitesse est comprise entre celle des rayons β du Ra E et celle des rayons β que nous avons attribués au Ra C, et qui sont environ 4 fois plus pénétrants. Nous admettrons encore que cette formule représente également le coefficient $\frac{\sigma}{\rho}$ que nous avons interprété comme coefficient de dispersion,

CHAPITRE IX

Conclusions.

§ 1^{er}. **Remarques concernant l'absorption.** — Dans le cours de ce travail, nous avons tracé les courbes d'absorption en portant en abscisses les masses superficielles des écrans. Or, la masse superficielle, en dehors de sa signification de physique macroscopique, a une signification physique à l'échelle atomique. En effet, soit A le poids atomique de l'absorbant considéré (en ce qui concerne les corps simples). Ce poids est proportionnel au nombre de protons du noyau, c'est-à-dire aussi au nombre total d'électrons (nucléaires et périphériques) de l'atome. Soit p le nombre d'atomes par cm^2 de l'écran. On a $m/s = p.A$ et par conséquent $m./s. = \mathfrak{N}.n$, $\mathfrak{N}$ étant le nombre d'Avogadro et n le nombre de protons ou d'électrons de l'atome. En définitive, le coefficient massique d'absorption $\frac{\mu}{\rho}$ est proportionnel à la fraction de rayonnement absorbée *en moyenne* par proton et par électron.

Dans un autre ordre d'idées, nous pouvons nous demander comment l'écran absorbant agit sur l'électron incident (rayon β). Nous n'avons malheureusement pas encore de réponse définitive à cette question. Il nous semble toutefois que les atmosphères électroniques doivent jouer le plus grand rôle dans l'absorption. Rutherford, Jeans et surtout Bohr ont fait, pour expliquer l'absorption des rayons α et β , des tentatives théoriques que nous avons rappelées au chapitre premier. Le problème de l'absorption est excessivement compliqué si l'on veut le traiter par les raisonnements de la mécanique, sur-

tout si l'on considère que les vitesses atteintes par les électrons nécessitent l'emploi des formules de la relativité. Nous pensons même qu'il y a un certain avantage à considérer les lois d'absorption empiriques et globales, tant que les théories relatives à cette question n'auront pas été plus complètement développées dans leur ensemble.

§ 2. La loi linéaire. — Ce qui semble remarquable, c'est qu'un phénomène aussi compliqué obéisse à une loi aussi simple que la loi linéaire $\frac{\mu}{\rho} = b(105 + N)$ que nous avons mise en évidence.

Si nous ne savons pas *pourquoi* le coefficient massique d'absorption $\frac{\mu}{\rho}$ varie proportionnellement au numéro atomique, nous ne savons pas non plus *comment* le coefficient b dépend de la qualité — c'est-à-dire en définitive de la vitesse — des rayons β incidents.

Cependant Whiddington a étudié antérieurement la variation du coefficient d'absorption des rayons cathodiques avec la vitesse v de ces rayons, et il a trouvé une relation de la forme $\mu = \frac{\text{constante}}{v^4} + \text{constante}$ en spécifiant que cette formule n'est valable que pour les valeurs de la vitesse v suffisamment petites. La formule ne peut donc pas être étendue aux rayons β rapides.

On pourrait penser que le coefficient b est lié à la qualité des rayons β par une expression du même genre, par exemple : $b = \frac{\text{constante}}{w^2}$ où w représente l'énergie de l'électron incident. Dans le cas des grandes vitesses on a :

$$b = \frac{\text{constante}}{\left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1\right)^2}$$

β étant le rapport de la vitesse de l'électron à celle de la

lumière. Dans le cas des électrons de faible vitesse, l'énergie se ramène à $w = \text{constante} \times v^2$ et l'on retombe par conséquent sur la formule de Whiddington.

Mais quelle vitesse v devons-nous faire entrer dans la formule, puisqu'en fait nous avons affaire à un « groupe » de rayons β comportant des électrons de vitesses variées ? Est-ce la vitesse correspondant à la tête de bande du spectre magnétique ? Est-ce une vitesse moyenne convenablement choisie ? Nous ne pouvons encore rien préciser à ce sujet.

Il serait très intéressant de reprendre les expériences de Whiddington avec les rayons cathodiques les plus rapides que l'on puisse produire actuellement et dont la vitesse est comparable à celle de certains groupes de rayons β . Il serait également fructueux de reprendre les expériences consistant à isoler à l'aide d'un champ magnétique défecteur une bande isocinétique fine d'un spectre de vitesses et à étudier l'absorption de cette radiation.

Nous n'avons constaté, parmi les corps simples, qu'un écart à la loi linéaire, dans le cas du soufre. Cet écart très notable ne tient pas à l'état allotropique puisque trois variétés de soufre étudiées (fleur de soufre, soufre précipité, soufre fondu pilé) ont présenté le même coefficient d'absorption, 18,53 au lieu de 17,27 calculé. Il est possible que cet écart soit dû à l'état de polymérisation du soufre, mais là encore nous ne pouvons préciser. Il est d'ailleurs possible que d'autres corps simples, le phosphore par exemple, que nous n'avons pu étudier, présentent également des anomalies.

Enfin, il serait très intéressant de reprendre et de poursuivre l'étude des coefficients d'absorption dans les gaz, ce qui nous donnerait d'utiles renseignements sur les corps simples et composés.

§ 3. Absorption dans les corps composés. — Deux faits sont dignes de remarque parmi les résultats fournis par les corps composés :

1^o Les atomes peuvent peut-être avoir dans la molécule deux sortes de liaisons : la liaison *ordinaire* ou *lâche*, qui existe dans les corps que nous avons appelés normaux par rapport à la loi d'additivité ; et la liaison *intime* ou *serrée* qui caractérise les corps anormaux proprement dits. Dans le cas des liaisons lâches, nous pourrions admettre que l'électron incident β se comporte vis-à-vis des atomes composants comme s'ils étaient simplement mélangés sans aucune liaison. Le coefficient massique d'absorption obéit alors à la simple loi d'additivité. Dans le cas de la liaison serrée, au contraire, l'électron considère deux atomes, ou un groupe d'atomes, comme un seul et même gros atome, et le coefficient massique d'absorption est notablement plus grand que celui que l'on peut calculer par la loi d'additivité. Il semble même que le groupe d'atomes se comporte si bien comme un atome unique lourd, qu'il y a production sensible de rayonnement secondaire et relèvement final de la courbe d'absorption (cas du ferri-cyanure de potassium).

2^o L'eau non seulement est anormale, mais encore modifie le coefficient d'absorption des corps avec lesquels elle entre en contact plus ou moins intime. Agit-elle en facilitant la formation de groupes d'atomes à liaisons intimes, ou bien en modifiant simplement les atmosphères électroniques des atomes ? Il serait intéressant de posséder un corps simple soluble dans l'eau pour augmenter nos renseignements sur ce point. L'eau oxygénée nous a paru un corps trop mal défini pour que nous puissions l'utiliser à des déterminations.

Nous voyons que l'étude de l'absorption des rayons β par la matière est loin d'être épuisée. Beaucoup de questions restent sans réponse et beaucoup de phénomènes attendent leur explication :

Toutefois nous avons pu, semble-t-il, préciser un peu les conditions dans lesquelles les rayons β sont dispersés ou absorbés par la matière et nous avons appliqué, au phénomène obscur et compliqué de l'absorption, une loi globale relativement simple.

Nous espérons que l'étude des coefficients massiques d'absorption nous fournira ultérieurement des renseignements intéressants sur la liaison des atomes dans les molécules.

En tous cas l'étude de l'absorption des rayons β par la matière est une recherche des plus intéressantes, et je suis heureux d'avoir pu l'entreprendre au Laboratoire Curie, grâce au matériel que Mme Curie a mis à ma disposition, aux précieux conseils qu'elle m'a donnés, à l'atmosphère de sympathie et d'entraide cordiale qu'elle a su créer dans ce Laboratoire.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
CHAPITRE PREMIER. — <i>Introduction</i>	2
1. Loi d'absorption des rayons β	3
2. Coefficient massique d'absorption	6
3. Phénomène de dispersion	7
4. Rayonnement secondaire	9
5. Influence de la vitesse des rayons β	9
6. Autres résultats antérieurs concernant l'absorption des rayons β par la matière	10
7. Plan de l'exposé.	10
8. Index bibliographique.	11
CHAPITRE II. — <i>Dispositif expérimental</i>	13
1. La source. Son rayonnement	13
2. Le canaliseur	15
3. L'appareil détecteur de rayonnement	15
4. Appareil de mesures	17
5. Les écrans absorbants	18
CHAPITRE III. — <i>Absorption des rayons β du radium E dans les corps simples à numéro atomique inférieur à cinquante</i>	21
1. Obtention d'une courbe d'absorption	21
2. Interprétation de la courbe d'absorption dans la par- tie rectiligne	24
3. Interprétation de la courbure initiale	27
4. Résultats numériques	30
5. Interprétation des résultats	31
6. Remarque.	34
CHAPITRE IV. — <i>Absorption des rayons β du radium E dans les corps simples à numéro atomique supérieur à cinquante</i>	36
1. Courbe d'absorption	36
2. Décomposition de la courbe	37
3. Interprétation	39
4. Résultats	41

	Pages
CHAPITRE V. — <i>Absorption des rayons β du radium E dans les corps composés</i>	43
1. Méthode des cuvettes à fond mince	43
2. Justification de cette méthode	45
3. Méthode des cuves de verre	47
4. Loi d'additivité	48
5. Résultats numériques	49
6. Conclusions à tirer de ces résultats	51
CHAPITRE VI. — <i>Absorption des rayons β du radium E dans les corps composés en solution</i>	53
1. Dispositif expérimental	53
2. Calcul des résultats	54
3. Résultats	57
4. Interprétation des résultats	57
CHAPITRE VII. — <i>Expériences diverses effectuées à l'aide du radium E</i>	59
1. Période du radium E	59
2. Expériences relatives à la dispersion	61
3. Expérience des écrans discontinus	64
4. Expérience relative aux mélanges	66
CHAPITRE VIII. — <i>Absorption des rayons β de l'uranium X, des rayons β d'une ampoule de radium et des rayons β secondaires.</i>	68
1. Source d'uranium X	68
2. Résultats relatifs à l'uranium X	70
3. Décomposition du rayonnement du radium	71
4. Résultats relatifs aux rayons β primaires d'une ampoule de radium	72
5. Rayons β secondaires	73
6. Résultats relatifs aux rayons secondaires	73
7. Expression générale de la loi linéaire	74
CHAPITRE IV. — <i>Conclusions</i>	76
1. Remarques concernant l'absorption	76
2. La loi linéaire	77
3. Absorption dans les composés	78

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

La volatilisation des corps radio-actifs.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 19 Février 1927.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

*Le Vice-président du Conseil
de l'Université de Paris,*

P. BRUNOT.

